

## ИЗЪ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ:

### Природа сѣверныхъ сіяній.

(J. Stark. *Über die Natur der Nordlichtstrahlen*. „Die Naturwissenschaften“  
6 p. 145, März 1918).

Сѣверныя сіянія располагаются вокругъ магнитныхъ полюсовъ земли и тѣснымъ образомъ связаны съ солнечной дѣятельностью (солнечныя пятна). Эти факты позволяютъ заключить съ значительной вѣроятностью, что своеобразное свѣченіе вызывается потокомъ электрически заряженныхъ частицъ, посылаемыхъ солнцемъ и бомбардирующихъ верхніе слои атмосферы. Возможны два предположенія о природѣ этихъ частицъ — либо это электроны, либо положительно-заряженные іоны. Первая гипотеза проводится, главнымъ образомъ, Birkeland'омъ<sup>1)</sup>, вторая выдвинута въ послѣднее время Vegard's'омъ<sup>2)</sup>. Stark рѣшаетъ весьма убѣдительно этотъ споръ въ пользу второй гипотезы.

Для многихъ элементовъ приходится различать, какъ это установлено Stark'омъ и его учениками „искровой“ и „дуговой“ спектръ, при чемъ различіе наблюдается какъ въ положеніи и числѣ линий, такъ и въ соотношеніи интенсивностей отдѣльныхъ линий. „Искровые“ спектры могутъ быть получены при прохожденіи быстрыхъ катодныхъ и каналовыхъ лучей сквозь данный газъ, „дуговые“ спектры характерны только для каналовыхъ (положительныхъ) лучей. Изъ опредѣленной высоты сѣверныхъ сіяній можно заключить, что они возникаютъ въ тѣхъ слояхъ атмосферы, гдѣ главной составной частью является азотъ, какъ это и подтверждается спектральнымъ анализомъ сѣверныхъ сіяній. Однако, на ряду съ извѣстными линиями азота, въ спектрѣ сѣверныхъ сіяній были найдены рядъ новыхъ линий, въ томъ числѣ яркая желто-зеленая линия, приписываемая до сихъ поръ неизвѣстному на землѣ элементу „геокоронію“. До самаго послѣдняго времени не удавалось получить „дугового“ спектра азота, и только Stark со своими учениками Neuman'омъ и Nagatke методомъ каналовыхъ лучей въ атмосферѣ азота, наконецъ рѣшилъ эту задачу. Большинство вновь найденныхъ линий точно совпало съ характерными линиями сѣверныхъ сіяній, въ томъ числѣ и съ знаменитой „геокороніевой“ линіей. Совпаденіе наблюдается не только въ положеніи линий, но и въ распредѣленіи интенсивностей. Такимъ образомъ, загадка спектра сѣверныхъ сіяній разъясняется, при чемъ возбудителями такого рода спектра могутъ быть только *положительные іоны*, посылаемые солнцемъ.

Многими изслѣдователями указывалось, что довольно часто въ спектрѣ сѣверныхъ сіяній наблюдалась линія около голубой линіи водорода 486 м $\mu$ ,

1) Ср. обзоръ академика А. Н. Крылова, „Успѣхи Физическихъ Наукъ“, выд. 1.

2) L. Vegard's. Jahrbuch d. Rad. u. Elektronik, 11, 1917.

при чемъ эта линія иногда совпадаетъ съ водородной, иногда сдвинута. Stark приписываетъ появленіе этой линіи свѣченію самого іона, въ данномъ случаѣ водороднаго; смѣщеніе линіи служитъ яснымъ указаніемъ (по принципу Doppler'a) на большую скорость этого іона. Къ сожалѣнію, спектрограммы свѣрныхъ сіяній настолько слабы, что точнаго опредѣленія положенія линій, а слѣдовательно, и скоростей—произвести пока невозможно. Измѣненіе яркости свѣрныхъ сіяній, повидимому, нужно приписать развой природѣ и разнымъ скоростямъ возбуждающихъ положительныхъ іоновъ.

С. Вавиловъ.

### Новый методъ опредѣленія температуры свѣтящагося пламени.

(*Hermann Senftleben u. Elisabeth Benedict. Eine Methode zur Temperaturbestimmung leuchtender Flammen. Phys. Ztsch. 19 p. 180, 1918.*)

Способъ, разработанный авторами, состоитъ въ слѣдующемъ. Въ свѣтящееся пламя (Бунзеновская горѣлка, свѣча *Hefner*'а и пр) вводится тонкая платиновая проволока, черезъ которую пропускается токъ. Осажденіе накаленныхъ частицъ угля, вызывающихъ свѣченіе пламени, на проволоку будетъ, очевидно, происходить до тѣхъ поръ, пока температура послѣдней ниже температуры пламени. Подбирая силу тока, накаливающей проволоку, можно найти такую температуру, при которой осажденіе сажи какъ разъ прекращается; въ этотъ моментъ температуры пламени и проволоки равны. На основаніи законовъ излученія и извѣстней отражательной способности платины, температура проволоки опредѣлялась пирометромъ *Holborn*'а *Lumtner*'а. Въ полученныхъ результатахъ необходимо вводить поправку на излученіе слоя свѣтящагося газа, находящагося между проволокой и пирометромъ, а также на поглощеніе его. Величина этой поправки, находимой пирометрически, очень мала (не болѣе 1%). Найденная такимъ способомъ температура свѣчи *Hefner*'а 1690° прекрасно согласуется съ цифрами, найденными другими методами. Результаты измѣренія въ сравнительно широкихъ предѣлахъ не зависятъ отъ толщины проволоки, вводимой въ пламя.

С. Вавиловъ.

### Прерыватель для сильныхъ токовъ.

(*W. Kasperowicz. Galvanischer Unterbrecher. Phys. Ztsch. XIX p. 187, 1918.*)

Прерыватель, предлагаемый авторомъ, въ простѣйшемъ видѣ имѣетъ форму U-образной трубки, колѣна которой соединены узкимъ каналомъ. Трубка наполняется ртутью, и въ колѣна вводятся электроды. При достаточной силѣ тока и соответствующихъ діаметрѣ и длинѣ соединительнаго канала, ртуть въ послѣднемъ обращается въ парообразное состояніе, возникаетъ дуга, и токъ либо прерывается совершенно, либо слабѣетъ. Послѣ прерыванія пары ртути быстро конденсируются, и явленіе повторяется снова. Благодаря

своему ничтожному сопротивленію, прерыватель особенно пригоденъ для сильныхъ токовъ. Частота прерываній зависитъ, очевидно, отъ діаметра и длины канала, формы трубки, системы охлажденія и прочихъ обстоятельствъ. Сообщение носитъ характеръ предварительнаго, и детали отсутствуютъ.

С. Вавиловъ.

### Электропроводность тонкихъ металлических пленокъ.

(*W. F. G. Swann. The electrical resistance of thin metallic films, and a theory of the mechanism of conduction in such films. Phil. Mag.* 28, p. 467, 1914).

(*R. W. King. The electrical conductivity of sputtered films, Phys. Review,* 10, p. 291, 1917).

Удельное омическое сопротивленіе металловъ рѣзко возрастаетъ при уменьшеніи толщины проводящаго слоя ниже нѣкотораго предѣла (долей микрона). Съ другой стороны, температурный коэффициентъ сопротивленія тончайшихъ пленокъ отрицателенъ и чрезвычайно значителенъ по абсолютной величинѣ. Эти аномаліи, установленныя рядомъ изслѣдователей<sup>1)</sup>, съ трудомъ укладываются въ рамки существующихъ электронныхъ теорій проводимости. Сэръ Дж. Дж. Томсонъ указалъ<sup>2)</sup>, что средняя длина свободного пути электрона  $\lambda$ , пропорціональная проводимости, становится функцией толщины проводящаго слоя  $t$  въ томъ случаѣ, когда размѣры послѣдняго соизмѣримы съ длиной свободного пути и, следовательно, приобретаютъ значимость особыя поверхностныя условія. Для  $t > 2\lambda$

$$\lambda' = \lambda \left( 1 - \frac{\lambda}{4t} \right) \quad (1)$$

гдѣ  $\lambda'$ —длина свободного пути въ тонкомъ проводникѣ и  $\lambda$ —нормальная длина свободного пути при соответствующей температурѣ. Для  $t < \lambda$ :

$$\lambda' = t \left\{ \frac{3}{4} + \frac{1}{2} \log \frac{\lambda}{t} \right\}. \quad (2)$$

Если бы теорія Томсона вполне исчерпывала явленіе, то, найдя критическую толщину металла, при которой начинается рѣзкое возрастаніе сопротивленія, можно было бы судить о величинѣ  $\lambda$ . Наблюденія показываютъ, однако, что проводимость падаетъ въ сотни разъ быстрее, чѣмъ следовало бы по теоріи Томсона. Кроме того, отрицательное значеніе температурнаго коэффициента указанной теоріей совершенно не учитывается.

Въ новыхъ работахъ Swann'a и King'a дается довольно убѣдительное толкованіе описанныхъ аномалій.

<sup>1)</sup> I. Stone, Phys. Rev. 6, 1, 1898; Vincent, Ann. de Chim. et de Phys. (7), 19 494, 1900. Longden, Phys. Rev., 11, 40, 1900. Patterson, Phil. Mag. 4, 1902. K. Baedeker Die elek. Erscheinungen in metall. Leitern, p. 16, 1911.

<sup>2)</sup> J. J. Thomson, Cambr. Phil. Proc. 11, 120, 1901.

при чемъ эта линія иногда совпадаетъ съ водородной линію, приписываетъ появленіе этой линіи свѣченію чашѣ водороднаго; смѣщеніе линіи служитъ доказательствомъ (Doppler'a) на большую скорость этого свѣверныхъ сіяній настолько слабы, что и а слѣдовательно, и скоростей—произности свѣверныхъ сіяній, повидимому нымъ скоростямъ возбуждающихъ

— 235 —

ыленіемъ катода а наносились ва енные промежутпазами, могла черезъ блоки и съ неподвижной ку подъ катодомъ ыхъ толщинъ и ваго индуктора; ивались. *Swann* пропорціональна ываетъ, судя по ленокъ *Swann*'а е сопротивленія ь потенциометра гурахъ жидкаго ь таблицѣ (1). ія съ толщиной

**Новый методъ о**

(*Hermann zur Temperatur*)

Свѣтъ при свѣтленіи тонкой пленки на

*Phys. Revue, Phil. Mag., 28, p. 261, 1905.*

различескихъ плен-

*C. Villard.*

но, прерывають особенно пригоденъ для ваній зависить, очевидно, отъ диаметра и ны охлажденія и прочихъ обстоятельствъ. предельнаго, и детали отсутствуютъ.

		Сопротивленіе		Характеристика
1	50 сек.	1060.10 <sup>6</sup>	1130 10 <sup>5</sup>	7500.10 <sup>4</sup>
2	80	1104.10 <sup>4</sup>	3632 10 <sup>3</sup>	3315 10 <sup>3</sup>
3	110	1094.10 <sup>3</sup>	1180.10 <sup>3</sup>	1204.10 <sup>3</sup>
4	130	1651.10 <sup>3</sup>	1147.10 <sup>3</sup>	1144 10 <sup>3</sup>
5	190	1684.10	1663.10	2676.10
6	220	3378	3391	3426
7	250	3044	3074	3093

пленки круто поворачиваетъ при определенной толщинѣ. 2) Эта „критическая“ толщина остается приблизительно постоянной во всемъ интервалѣ температуръ, что явно противорѣчитъ теоріи *Томсона*. 3) Температурный коэффициентъ наиболее тонкихъ пленокъ отрицателенъ и весьма великъ по значенію. 4) Для сравнительно толстыхъ пленокъ т. коэффициентъ положителенъ и очень

1) Въ работахъ *Swann*'а и *King*'а, къ сожалѣнію, отсутствуютъ данныя объ измѣненіи сопротивленія пленокъ въ зависимости отъ приложеннаго напряженія, т.-е. предѣлахъ приложимости закона *Ома*.

малъ. 5) *T*. коэффициентъ пленокъ средней толщины мѣняетъ знакъ въ данномъ температурномъ интервалѣ. 6) Для наиболѣ тонкихъ пленокъ сопротивление обратно пропорціонально абсолютной температурѣ, т.-е.

$$R \cdot \Theta = \text{Const.}$$

какъ это видно изъ таблицы (2), гдѣ сопоставлены значенія *R* ·  $\Theta$  для пленки № 2<sup>1)</sup>.

Т а б л и ц а 2.

$\Theta$	$\Theta \cdot R$
93°	1,04 · 10 <sup>9</sup>
287°	1,04 · 10 <sup>9</sup>
373°	1,24 · 10 <sup>9</sup>

Для объясненія такого своеобразія проводимости *Swann* предполагаетъ, что пленка, полученная распыленіемъ катода, обладаетъ зернистымъ строеніемъ (что и подтверждается непосредственными микроскопическими наблюденіями)<sup>2)</sup>; и строить электронную теорію проводимости этого дискретнаго проводника. Выраженія, полученныя *Swann*’омъ, не поддаются количественной проверкѣ и допускають только качественное сужденіе о ходѣ кривыхъ проводимости въ зависимости отъ толщины и температуры. Сущность теоріи *Swann*’а сводится къ слѣдующему. Въ тонкой пленкѣ зернистаго строения возможны проводимости двоякаго рода: 1) часть молекулярныхъ комплексовъ-зеренъ можетъ находиться въ непосредственномъ металлическомъ соприкосновеніи, т.-е. ширина промежутковъ между зернами не превышаетъ радіуса молекулярной сферы дѣйствія. Такія зерна могутъ образовать весьма тонкія слоевыя проводники огромнаго сопротивленія, подчиняющіеся обычнымъ законамъ металлической проводимости (справедливость закона *Ома*, температурный коэффициентъ и пр.); 2) другая группа зеренъ можетъ раздѣляться промежутками, большими радіуса молекулярной сферы дѣйствія, однако, такими, чтобы молекулярныя силы одной поверхности стнати нейтрализовались силами сосѣдней. Эти промежутки должны быть порядка 100 мμ. Великій достаточно большой молекулярный комплексъ испускаеть электроны (термоіонный источникъ *Ричардсона*), и промежутки, раздѣляющіе зерна тонкой пленки, при валеженіи поля могутъ стать проводниками. Сила тока, проходящаго по единицы поверхности опредѣляется известной формулой *Ричардсона*

$$i = A \Theta \frac{1}{2} e^{\frac{B}{\Theta}}$$

гдѣ *A*—постоянная, зависящая отъ числа свободныхъ электроновъ въ единицѣ объема металла, и *B* пропорціональна работѣ, необходимой для преодоленія электрономъ поверхностныхъ молекулярныхъ силъ, для платины *A* = 3,7 · 10<sup>13</sup>, *B* = 5,92 · 10<sup>4</sup>. Легко видѣть, что *A* не можетъ зависеть отъ ширины промежутка, наоборотъ, *B* можетъ уменьшаться при достаточной малости промежутка, когда молекулярныя силы сосѣднихъ поверхностей до известной степени взаимно ослабляются. Для постоянныхъ *B*, т.-е. сравнительно широкихъ

<sup>1)</sup> Цифры, относящіяся къ пленкѣ № 1, *Swann* считаетъ недостоверными.

<sup>2)</sup> M. Houlléviqne. C. R. 148. 1320, 1909, C. R., 150 p. 1237; King. loc. cit.

промежутковъ, термо-ионная проводимость неизмѣримо мала, и только для промежутковъ, удовлетворяющихъ указаннымъ условіямъ, она можетъ достигать значительной величины. Сопротивленіе такихъ промежутковъ должно, очевидно, варьировать въ зависимости отъ приложеннаго напряжения и обладать отрицательнымъ температурнымъ коэффициентомъ. Зерна съ подобными промежутками могутъ слагаться въ цѣпочки и образуютъ проводники второго рода. Комбинаціей двухъ типовъ проводниковъ въ тонкой пленкѣ *Swann* и объяснить всѣ аномаліи проводимости. Въ наиболѣе тонкихъ пленкахъ доминируютъ проводникъ второго типа, въ сравнительно толстыхъ пленкахъ проводимость, главнымъ образомъ, „металлическая“ и, наконецъ, въ пленкахъ среднихъ толщинъ проводимость осуществляется тѣмъ и другимъ способомъ.

*R. Wood* <sup>1)</sup> нашелъ, что тонкія металлическія пленки, разрѣзанныя поперекъ алмазомъ, сохраняютъ все же значительную проводимость, и предположилъ существованіе „электронной атмосферы“, объясняющей въ данномъ случаѣ механизмъ проводимости. Ближайшія изслѣдованія показали, что проводимость объясняется металлическими цѣпочками, перекинутыми отъ одного края щели до другого; при отсутствіи такихъ цѣпочекъ промежутковъ дѣлается проводящимъ только при ширинѣ  $< 500$  м. Разрѣзанныя пленки *Wood*'а являются полнымъ аналогомъ пленокъ *Swann*'а, обладаютъ большимъ отрицательнымъ т. коэффициентомъ и пр. Во всякомъ случаѣ, вопросъ о проводимости пленокъ зернистаго строенія, повидимому, тѣсно связанъ съ вопросомъ проводимости тонкихъ газообразныхъ пленокъ.

Теорія *Swann*'а—чисто качественного характера; во всякомъ случаѣ, для объясненія соотношенія (3) необходимо предположить, что  $B$  въ формулѣ (4) зависитъ не только отъ ширины промежутка между зернами, но и отъ температуры. Возможно, что эта зависимость объясняется сжатіемъ промежутковъ при температурномъ расширеніи зеренъ.

*King* въ своей работѣ исходитъ также изъ предположенія гранулярности строенія тонкихъ пленокъ, считалъ, однако, что проводимость объясняется исключительно металлическими цѣпочками зеренъ, соединяющими одинъ край пленки съ другимъ. Пусть  $N$  будетъ число зеренъ на единицу площади,  $n$  изъ нихъ соединены въ цѣпочки и опредѣляютъ проводимость  $c$ . Можно предположить, что

$$n = c \cdot f(N),$$

при чемъ  $f(N)$  слегка уменьшается по величинѣ съ возрастаніемъ  $n$ . Для области небольшихъ измѣненій  $N$  *King* приходитъ къ такому простому выраженію:

$$\log c = (\rho + 1) \log N + \text{Const} \quad (5)$$

гдѣ  $\rho$  — постоянная. Въ отличіе отъ *Swann*'а, *King* оперировалъ только съ одной пленкой, на которую послѣдовательно наслаивались новыя количества металла. Выводные провода отъ пленки были впаяны въ катодную трубку, и сопротивление могло быть измѣрено въ любой моментъ распыленія. Чтобы удовлетворить условіямъ теоріи (небольшія измѣненія  $N$ ), интервалы распыленія брались очень малыми: 1 и 2 секунды. Точность измѣреній времени распыленія гарантировалась автоматическимъ выключающимъ индукторомъ. Работа производилась съ платиной, золотомъ и серебромъ. Результаты выолнѣ

<sup>1)</sup> R. Wood, Phil. Mag. [6], 24 p. 316, 1912.

<sup>2)</sup> Brown, Phys. Rev. Oct. 1913, C. Englund, Phil. Mag. 27 p. 457, 1914.

подтвердили соотношение (3), т.-е.  $\log$  времени распыления въ достаточно широкихъ предѣлахъ линейно связанъ съ  $\log c$ . Толщину своихъ пленокъ *King* опредѣляетъ изъ оптическихъ данныхъ въ 1—6  $\mu$ ; температурное вліяніе имъ не изучалось.

Теорія *King*'а только дополняетъ теорію *Swann*'а, устанавливая важную функциональную зависимость; она не объясняетъ, однако, отрицательнаго значенія температурнаго коэффициента и не позволяетъ заключить, какъ это дѣлаетъ авторъ, о часто металлическомъ характерѣ проводимости тонкихъ пленокъ. Уравненіе (5) указываетъ только на то, что  $c$  есть некоторая статистическая функция  $N$ , при чемъ статистическими элементами могутъ служить какъ металлическія цѣпочки *King*'а, такъ и „промежутки“ *Swann*'а, иначе говоря, справедливость уравненія (5) только подтверждаетъ зернистость строенія пленки.

Конденсація молекулъ металла въ молекулярные комплексы происходитъ, по предположенію *King*'а, въ пространствѣ между катодомъ и стеклянной пластинкой. Возможно, однако, что именно поверхность пластинки является опредѣляющимъ фактомъ въ образованіи зеренъ.

*С. Вавиловъ.*

## О шунтовомъ методѣ измѣренія силы пріема.

(*Van der Pool. Philos. Mag. Septembre 1917.*)

При измѣреніи очень слабыхъ токовъ въ антеннѣ приходится пользоваться телефономъ, шунтированнымъ переменнымъ сопротивленіемъ, при чемъ за мѣру силы тока принимается введенный *Hogan*'омъ „факторъ слышимости“ („audibility factor“)  $\frac{R+S}{S}$ , гдѣ  $R$ —сопротивленіе телефона, а  $S$ —сопротивленіе шунта, при которомъ сигналы исчезаютъ. *Hogan* (*Electrician* LXXI p. 720, 1913) принималъ, что это величина приблизительно пропорціональна квадрату силы тока  $J$  въ антеннѣ.

*Love* (*Philosophical Transactions* vol. CCXVA p. 105, 1915), разсматривая наблюденія надъ силой тока въ антеннѣ при телеграфированіи на далекое разстояніе, произведенныя *Hogan*'омъ и *Austin*'омъ, нашелъ, что они хорошо согласуются съ теоретическими выводами *Macdonald*'а и *Love*, если предположить, что  $\frac{R+S}{S}$  пропорціонально силѣ тока  $J$  для малыхъ значеній его, и  $J^2$  для большихъ значеній.

Въ поставленной въ заголовкѣ статьѣ *van der Pool* сообщаетъ результаты его изслѣдованія этого вопроса лабораторнымъ путемъ.

Онъ бралъ два контура: въ контурѣ I, представляющемъ антенну, возбуждались колебанія, въ контурѣ II, слабо связаннымъ съ I, включался шунтированный телефонъ. Опредѣлялась величина  $\frac{R+S}{S}$  при различномъ разстояніи контура I отъ II, чѣмъ достигался тотъ же эффектъ, какъ если бы измѣнялась сила тока въ антеннѣ I. Величина силы тока не измѣрялась, а вычислялась по формулѣ *Maxwell Rosa*. Результаты подтвердили предположеніе *Love*: для значеній  $\frac{R+S}{S}$  отъ 4 до 160  $\frac{R+S}{S}$  пропорціонально  $J^2$ .

для значений от 1,2 до 4  $\frac{R+S}{S}$  пропорционально  $J$ . Эти выводы представляют значительный интерес для измерения силы притока, так как обычно принимается пропорциональность квадрату силы тока.

Герасимов.

### Существует ли субъ-электрон?

(Millikan. Die Existenz eines Subelektrons? Ann. d. Phys. 1916, 50 p. 729).

В настоящее время методов для определения отношения заряда к массе  $\frac{e}{m}$  и раздельно  $e$  и  $m$  можно привести до двадцати. Одни из них (напр., электролиз, отклонение  $+$  и  $-$  лучей в электрическом и магнитном полях) — прямые, другие (напр., эффект Zeemann, дисперсия) нужно отнести к косвенным. Следует заметить, что метод дисперсии, с помощью которого дано много определений, вообще говоря, допускает несколько ринений, и, напр., измерения Logia дают для дисперсионной константы  $a = \frac{Ne^2\lambda_0^2}{\pi mc^2}$  величину, в 200 раз меньшую вычисленной теоретически.

Ehrenhaft, Millikan, Юффе пользуются специально разработанным методом для определения элементарного электрического заряда в мелких металлических или других каплях, падающих в электрическом поле и отщепляющих от себя свободные электроны под влиянием падающей на них энергии (аппаратура см., напр., A. Ioffe. Beobachtungen über den photoel. Elementareffekt. Sitzungsber. der Bayer. Akademie 1913). Но, тогда как Millikan и Юффе получили для Elementarquantum величину, ранее установленную (са  $4 \cdot 10^{-10}$  cgsk), Ehrenhaft в результате подробного исследования (Über die Quanten der Elektrizität. Der Nachweis von Elektrizitätsmengen, welche kleiner sind als das Elektron. Wien 1914) приходит к гораздо меньшей (в 20—30 раз) величине заряда  $e = 1,4—2,8 \cdot 10^{-11}$  cgsk, который он называет субъ-электроном. В поставленной в заголовке статье Millikan подвергает резкой критике выводы Ehrenhaft'a. Он утверждает, что во всех случаях, где опыты не вызывают никаких сомнений: 1) ионы несут заряд, равный или точно кратный Elementarquantum  $4 \cdot 10^{-10}$  cgsk, 2) статические заряды, сохраняющиеся и отщепляющиеся от изоляторов или проводников, подчиняются тому же правилу, 3) прямое отрывание отрицат. электрона от „частицы“ или „капли“ по методу Millikan—Ehrenhaft—Юффе вызывает изменение в заряде, равное заряду иона при электролизе. Отклонения Elementarquantum'a от нормальной величины, которые и привели Ehrenhaft'a к утверждению существования субъ-электрона, Millikan объясняет ложными допущениями относительно плотности и сферической формы его частиц. В настоящее время, по его мнению, нет никаких доказательств существования субъ-электрона.

Во всяком случае, этот вопрос требует дальнейших исследований и установления *точной* константы для  $e$ , особенно в связи с последними работами в области теоретической физики (хотя бы для вопроса о зависимости массы электрона от скорости. См., напр., Кастиринь, — о несостоятельности принципа относительности Эйнштейна. Изв. Росс. Академии наук 1918 № 2—3).

В. В. Ильин



## Защита радиотелеграфных приемников от атмосферных разрядов.

(Austin. Ein mit Kristallkontakt arbeitender Störungsverhinderer für den Empfang in der drahtlosen Telegraphie. Jahrb. d. drahtl. Tel. und Tel. 5 1914 p. 481).

Поставленную в заготовку работу следует отметить в связи с применением в практике беспроводного телеграфа включения двух катодных ламп для ослабления действия атмосферных разрядов на прием. Работа интересна и в другом отношении, как дающая материал для исследования явлений в контактных детекторах, явлений, не укладывающихся в рамки термоэлектрической теории (см., напр., формы характерных кривых Erskine—Murray Handbook of Wireless Telegraphy p 129). Еще Braun обнаружил, что сопротивление  $R$  кристаллического детектора уменьшается с возрастанием приложенного вольтажа. Кроме того,  $R$  зависит от направления электродвижущей силы. Если взять контакт кремний—сталь, то при 0,028 Volt от кремния к стали  $R_1 = 2600 \Omega$ , для обратного направления  $R_2 = 2400 \Omega$ ; если же взять 2,5 Volt, то  $R_1 = 420 \Omega$ , а уже  $R_2 = 100 \Omega$ . Austin пользуется большим изменением  $R$  с увеличением  $E$  в кристаллическом детекторе для защиты от атмосферных разрядов (Störungsverhinderer). Оказывается, что при включении в приемную радиостанцию такого Störungsverhinderer'a отклонения гальванометра получаются 0,5; 7; 24; тогда как без него соответственно—0,5; 22; 240.

В. В. Шмиг.

## Электропроводность диэлектриков.

(А. Ф. Юффе. Электропроводность кварца. Известия Петербургского Политехникума 1915+XXIV).

Работа Юффе представляет большой интерес для выяснения механизма электропроводности в диэлектриках. Явление электрического тока в кварце, оказывается, легко объясняется при предположении, что в кварце имеются свободные ионы (вбродно.  $\text{Na}_2\text{SiO}_3$ ), число которых определяется динамическим равновесием процессов диссоциации и ассоциации. Опыт дает (для слабых сил тока, так как сильный ток вытесняет свойства кварца) пропорциональность силы тока приложенной разности потенциалов, т.е. закон Ома. Юффе исследует также возникновение в кварце электродвижущей силы поляризации. Эта сила может достигать десятков, сотен и даже тысяч вольт (что заставило, между прочим, Warburg'a отказаться от гипотезы поляризации, так как нормальная электродвижущая сила поляризации порядка 3 Volt). Оказывается затѣм, что в кварце поляризация не сосредоточена в слое, непосредственно прилегающем к электродам, а распространяется вглубь. В лаборатория Юффе закончено новое исследование по тому же вопросу, при чем исследуемым веществом является кристаллы каменной соли. Нужно сказать, что теперь в связи с развитием динамической концепции строения атома и молекулы желательна большая детализация процессов металлической, диэлектрической и электролитической проводимости.

ности. Здѣсь умѣстно замѣтить, что для электромагнитныхъ волнъ самое представление о діэлектрикѣ или проводникѣ до извѣстной степени условно: все зависитъ отъ частоты колебаній. Вещество будетъ діэлектрикомъ, если въ

выраженіи для скорости  $U = \frac{1}{\sqrt{ku}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 + \left( \frac{4\pi\gamma}{k\omega} \right)^2} \right]}}$   $\omega$  (частота ко-

лебаній) будетъ настолько велика, что членомъ  $\left( \frac{4\pi\gamma}{\omega} \right)$  можно пренебречь.

Б. В. Ильинъ.

### Теорія магнетона.

(*Gans. Statistische Theorie des Dia-, Para-und Metamagnetismus. Ann. d. Ph. 1916, 49, s. 147 u Gans Über Paramagnetismus. Ann. der Ph. 1916, 50, s. 163*).

Какъ указываетъ Gans, теорія магнетизма претерпѣваетъ своеобразный кризисъ. Съ одной стороны, Einstein и de Haas показали, что магнетизмъ желѣза имѣетъ основаніе не въ элементарныхъ магнитикахъ, а въ амперовыхъ молекулярныхъ токахъ. Съ другой же стороны, по работамъ Кюоо электронная теорія магнетизма встрѣчаетъ затрудненія въ явленіяхъ парамагнетизма и ферромагнетизма. Gans, стараясь устранить эти противорѣчія, исходитъ изъ представленія о магнетонѣ, какъ неизмѣнномъ, построенномъ изъ электроновъ, т.-е. отрицательно заряженномъ тѣльцѣ. Такая электронная система находится внутри положительно заряженного шара постоянной плотности, такъ что центръ тяжести магнетона совпадаетъ съ центромъ шара. Gans, прежде всего, показываетъ, что такое электрически заряженное тѣло при вращеніи около своей оси не излучаетъ. Если магнетонъ не обладаетъ опредѣленной осью, то тѣло въ магнитномъ полѣ діамагнитно; въ обратномъ случаѣ — парамагнитно. Чистаго парамагнетизма вообще не существуетъ, такъ какъ вслѣдствіе термическаго движенія всегда на парамагнитное возбужденіе налагается діамагнитное, которое при высокихъ температурахъ можетъ превалировать (явленіе метамagnetизма Weber u. Overbeek). Но при обычныхъ температурахъ налагающіеся діамагнетизмомъ можно пренебречь. Теорія магнетона въ настоящее время, благодаря работамъ Gans'a и Weiss'a достигла значительнаго развитія. Величина магнетона опредѣлена въ  $16.5 \times 10^{-22}$ .

Б. В. Ильинъ.

### Электродвижущая сила, возникающая при вращеніи проводниковъ.

(*Tolman and Stewart. The Elektromotive Force Produced by the Acceleration of Metals. Phys. Rev 8, 1916. p. 97 u тѣ же авторы The Mass of the Electric Carrier in Copper, Silver and Aluminium. Phys. Rev. 9, 1917, p. 164*).

Электропроводность металловъ вызывается по первой теоріи проводимости J. J. Thomson'a существованіемъ электроннаго газа. Ясно, что при вращеніи металлическаго диска (незаряженнаго), свободные электроны металла

стремятся подъ влияніемъ центробѣжной силы къ периферіи, которая и должна заряжаться отрицательно.

Tolman и Stewart для измѣренія этого эффекта пользуются проволоочнымъ вольцомъ длиною въ 47 см., концы котораго съ помощью живого контакта присоединяются къ гальванометру типа d'Arsonval'я. При вращеніи кольца гальванометръ даетъ отклоненія, равныя вычисленнымъ теоретически. Простыя соображенія даютъ формулу  $Q = \frac{mvl}{eR}$ , гдѣ  $R$ —сопротивленіе кольца,  $l$ —его длина,  $v$ —скорость,  $Q$ —количество электричества, прошедшаго чрезъ гальванометръ. Такимъ образомъ, имѣемъ новый методъ для опредѣленія  $\frac{e}{m}$  (отношеніе заряда къ массѣ). Получаются величины ранѣ установленнаго порядка.

Еще въ 1882 г. Коулли съ успѣхомъ примѣнилъ такой же методъ центрофугованія для электролитовъ (растворъ іодистаго кадмія). Какъ извѣстно, Лебедевъ въ своемъ незаконченномъ магнитометрическомъ изслѣдованіи вращающихся тѣлъ пользуется той же идеей центробѣжныхъ сдвиговъ.

*В. В. Ивинъ.*

## О связи твердости и физическихъ константъ элементовъ.

П. Лазаревъ. (Извѣстія Академіи Наукъ 1918).

Въ трехъ работахъ авторъ разбираетъ связь твердости и другихъ физическихъ константъ. Прежде всего устанавливается связь атомной концентраціи и твердости, при чемъ эта послѣдняя опредѣляется какъ сила, которую нужно приложить къ молекулѣ, чтобы имѣть возможность уравновѣсить силы молекулярныхъ притяженій и передвинуть такимъ образомъ частицу въ сосѣднее мѣсто. Вышеуказанное соотношеніе показываетъ, что твердость  $H$  пропорциональна концентраціи атомовъ элемента  $N$ . При этомъ предполагается, что законъ дѣйствія молекулярныхъ силъ для всѣхъ элементовъ одинаковъ. Сила, удерживающая атомы у поверхности, должна быть пропорциональна той силѣ, которая удерживаетъ атомъ и внутри тѣла, и подъ влияніемъ которой атомъ получаетъ собственныя колебанія опредѣленнаго періода. Называя  $N$  число колебаній и  $A$ —атомной вѣсъ, можно показать, что  $N = \sqrt{\frac{H}{A}}$  и это соотношеніе, какъ видно изъ приведенныхъ въ работѣ таблицъ, отлично подтверждается на опытѣ, при чемъ  $N$  заимствовано изъ данныхъ Nernst'a.

Далѣе совершенно просто выводится, что  $H$  должно быть пропорционально  $E$  модулю упругости растяженія. Соотношеніе это подтверждено опытными данными.

Наконецъ, установлена теоретически пропорціональность  $H$  къ скрытой теплотѣ плавленія  $Q$ , и это соотношеніе выполняется для многихъ элементовъ. Исключеніе составляетъ  $Fe$  и  $Ni$  и  $Pt$ ,  $Pd$ .

Въ третьей работѣ авторъ приводитъ эмпирическое соотношеніе количества атомовъ въ единицѣ объема  $N$  и предѣла упругости  $G$ , при чемъ въ ряду элементовъ ясно видно, что съ возрастаніемъ  $N$  растутъ и  $G$ . Нѣкоторыя изъ этихъ соотношеній были эмпирически указаны Benedicks'омъ.

Эпиграфомъ къ этимъ работамъ можно взять слова Faraday, обладавшаго даромъ глубокой физической интуиціи: „I believe with many other lovers of natural knowledge, that the various forms under which the forces of matter are made manifest have one common origin; or, in other words, are so directly related and mutually dependent that they are convertible, as it were, one into another, and possess equivalents of power in their action“ (Life and Letters of Faraday by Dr Bence Jones 1870 p. 199).

Б. В. Ильинъ.

### Теорія свѣтовыхъ ощущеній.

(P. Lasareff—Action des substances vasodilatatrices sur la sensibilité de l'oeil au cours de la vision périphérique и P. Lasareff—théorie des sensations lumineuses pendant la vision centrale avec des éclairages de la rétine de courte durée, Archives des Sciences physiques 1918 I).

Работы Лазарева по вопросамъ возбужденія, начатыя еще съ 1904 года, ставятъ себѣ вполне определенную цѣль—приложить физико-химическіе методы изслѣдованія къ проблемамъ физиологическимъ.

Несомнѣнно, что, по мѣрѣ развитія, все такъ называемыя точныя науки должны перейти къ установленію количественныхъ соотношеній и законовъ. Въ области біологіи, физиологіи уже сейчасъ накопился значительный фактический матеріалъ, который позволяетъ начать эту необходимую работу выявленія количественныхъ связей. И только извѣстная и исторически вполне понятная инерція высшаго образованія, не дающаго естественникамъ и медикамъ необходимаго навыка въ обращеніи съ физико-математической аппаратурой, не только дѣлаетъ ихъ беспомощными въ приложеніи физико-химическихъ методовъ, но часто даже оставляетъ ихъ въ полной неизвѣстности о существованіи таковыхъ.

Поставленныя въ заголовкѣ статьи представляютъ дальнѣйшее развитіе тѣхъ идей, которыя были даны въ докторской диссертациі автора „высвѣтленіе красокъ и пигментовъ въ видимомъ спектрѣ“ и его „изслѣдованій по іонной теоріи возбужденія“. Послѣ этихъ работъ, богатыхъ фактическимъ и теоретическимъ матеріаломъ, картина возбужденія зрительнаго ощущенія,—этой первичной стадіи зрительнаго акта,—представляется вполне определенно состоящей изъ комбинированія фотохимической реакціи и процесса удаленія продуктовъ разложенія.

Дальнѣйшая задача—дать теорію распространенія нервнаго процесса—представляется въ настоящее время нерѣшенной, такъ какъ большія скорости дѣлаютъ сомнительнымъ объясненіе этого явленія диффузіей. Правда, работы Сребницкаго, Минца (еще не опубликована), выполненныя въ лабораторіи Лазарева и работа Meinekke въ лабораторіи Luther'a, указываютъ на возможность необычнаго возрастанія скоростей при катализѣ и уменьшеніи диаметра тѣхъ сосудовъ, въ которыхъ происходитъ реакція.

Въ первой изъ поставленныхъ въ заголовкѣ статей рассматривается вліяніе амилнитрита на чувствительность глаза. Въ уравненіи зрительнаго акта

$$\frac{dc_1'}{dt} = a_1 k IC - a_2 C_1'$$

второй членъ правой части характеризуетъ процессъ удаленія продуктовъ разложенія, и  $\alpha_2$  должно мѣняться отъ условій кровенаполненія. Коэффициентъ  $\alpha_2$  входитъ въ уравненіе, связывающее интенсивность освѣщенія  $I$  со временемъ  $t$  для порога раздраженія.

$$I = \frac{B}{C\alpha_1 k \left(1 - \frac{B}{2c}\right) \cdot t} + \frac{B\alpha_2}{2C\alpha_1 k \left(1 - \frac{B}{2c}\right)}$$

При постоянствѣ  $t$  коэффициентъ  $\alpha_2$  линейно связанъ съ  $I$ . По увеличенію  $I$  мы можемъ судить объ увеличеніи  $\alpha_2$ .

Произведенныя измѣренія дѣйствительно дали это увеличеніе.

Вторая статья, поставленная въ заголовкѣ, касается отклоненій отъ закона, установленнаго Лазаревымъ и приведеннаго въ первой статьѣ,

$$I \cdot t = a + bt$$

Наблюденія Broca et Sulzer'a показали, что при освѣщеніи глаза ощущеніе яркости сначала растетъ съ увеличеніемъ  $t$ , а затѣмъ падаетъ. Лазаревъ дѣлаетъ гипотезу, что при разложеніи пигмента сѣтчатки получаютъ вещества, вызывающія образованіе раздражающихъ нервныхъ окончаній субстанцій  $B$ , въ свою очередь вещества  $B$  переходятъ въ вещества  $D$ , не вызывающія раздражанія. Оказывается, что интегральъ составленнаго въ этомъ предположеніи дифференціального уравненія

$$I = A(e^{-\omega t} - e^{-\omega_1 t})$$

и выражаетъ вполне удовлетворительно результаты экспериментальнаго изслѣдованія.

Интересно отмѣтить, что такая же связь между раздраженіемъ и временемъ порога раздраженія обнаружена V. Henri при воздѣйствіи ультрафіолетовыми лучами на маленькое животное изъ вида ракообразныхъ Cyclops.

Б. В. Ильинъ.

## Осмотическое давленіе и колебаніе плотности въ концентрированныхъ эмульсіяхъ.

(Jean Perrin et René Constantin, *Comptes Rendus t. 158, p. 1341, 1914*).

Вышестѣженныя работы касаются зависимости осмотическаго давленія эмульсій отъ концентраціи гранулъ. Perrin проводитъ аналогію между неразбавленной эмульсіей и жидкостью, молекулы которой соответственно увеличены. Эта аналогія позволяетъ ему примѣнить уравненіе Van-der-Waals'a. Въ вертикальномъ слоѣ эмульсіи осмотическое давленіе

$$P = P_0 + \Pi \frac{w}{s},$$

гдѣ  $P_0$  — давленіе для высоты  $H=0$ . Съ другой стороны, по уравненію Van-der-Waals'a:

$$P = \frac{RT}{V} + \frac{bRT - a}{V^2},$$

гдѣ  $R$  — газовая постоянная,  $T$  — абс. температура,  $V$  — объемъ эмульсии, содержащей  $N$  гранулъ. Два уравненія вмѣстѣ дають:

$$P = P_0 + H \frac{\omega}{s} = \frac{RT}{N} \cdot n + \frac{bRT - a}{N^2} \cdot n^2,$$

гдѣ  $n$  — число гранулъ въ единицѣ объема для данного уровня  $H$ . Этимъ соотношеніемъ дается зависимость  $P$  отъ  $n$  (концентраціи).

Если же составить два подобныхъ уравненія для чиселъ  $n$  и  $n_0$  и вычесть ихъ другъ изъ друга, то получимъ:

$$\frac{\omega}{s} \frac{H}{n - n_0} = \frac{RT}{N} + \frac{bRT - a}{N^2} (n + n_0).$$

Откладывая по оси  $X$  —  $(n + n_0)$ , по оси  $Y$  —  $\frac{H}{n - n_0}$ , получимъ прямую,

ордината которой въ началѣ координатъ дастъ  $N$ . Такимъ образомъ, мы имѣемъ новый методъ для полученія константы Avogadro. Полученное значеніи равно  $60.10^{22}$ . Разъ зависимость осмотического давленія отъ концентраціи  $\frac{dP}{dn}$  (Perrin называетъ это осмотическимъ сжатіемъ эмульсии — la compressibilité osmotique de l'emulsion) установлена, то можно провѣрить правильность соотношенія, данного Smoluchowski для колебаній плотности.

$$\delta = \frac{n - n_0}{n_0} = \frac{1}{\sqrt{-\pi \frac{N \eta v_0}{2RT} \frac{dP}{dv_0}}} \quad (\text{I}),$$

гдѣ  $v_0$  — удѣльный объемъ,  $P$  — осмотическое давленіе,  $N$  — число Avogadro. Соотношеніе для  $\delta$  можетъ быть дано еще въ другомъ видѣ:

$$\delta = \frac{n - n_0}{n_0} = \frac{2n_0^{n_0} \cdot l^{-n_0}}{n_0!} \sqrt{\frac{\beta}{\beta_0}} \quad (\text{II}),$$

гдѣ  $\beta$  — наблюдаемый коэффициентъ сжатія, а  $\beta_0$  — коэффициентъ сжатія въ предположеніи приложимости уравненія Clapeyron'a (случай идеальнаго газа). Зависимость эта была экспериментально провѣрена для коллоидальныхъ растворовъ Svedberg'омъ (Zeitschr. f. phys. Chem 73, 547, 1910), для эмульсій — Ильинимъ (Zeitschr. f. phys. Chem. LXXXIII B., 5 Heft). Но какъ растворы, такъ и эмульсии брались слабо концентрированные и  $\frac{\beta}{\beta_0}$  оказалось равнымъ

единицѣ. René Constantin беретъ значительно большія концентраціи (до  $\frac{1}{15}$ )

и вслѣдствіе этого уравненіе Clapeyron'a уже дѣлается непримѣнимымъ. Значенія же для  $\delta$ , вычисляемыя по формулѣ (I), дають полное согласіе съ экспериментомъ.

Возможность прилагать къ эмульсіямъ не только уравненія Boyle-Marigotte-Gay-Lussac (Clapeyron), но и уравненіе Van-der-Waals'a, дающее значительно болѣе детализованную модель молекулярныхъ явленій, заставляетъ притти къ нѣкоторымъ интереснымъ умозаключеніямъ.

Несомнѣнно, что явленіе Броуновскаго движенія, условія *движенія гранулъ въ эмульсіяхъ реально не соотвѣтствуютъ молекулярно-кинетической модели*. Возможность примѣнить къ эмульсіямъ (къ растворамъ) кинетическую теорію газовъ (жидкости) основывается единственно на статистическомъ характерѣ явленія. Мнѣ кажется, что это обстоятельство и слѣдуетъ подчеркнуть и не только по отношенію къ эмульсіямъ, но и по отношенію къ „*га замъ*“. Очень часто молекулярно-кинетической модели придаютъ гораздо болѣе реальное значеніе, чѣмъ это соотвѣтствуетъ дѣйствительности. Необходимо всегда помнить, что *реально* кинетическая теорія газовъ — *только модель, рабочая гипотеза*, и то, что законы кинетической теоріи экспериментально подтверждаются, ничего не доказываетъ. Вѣдь на Броуновскомъ движеніи, которое *явно* не соотвѣтствуетъ молекулярно-кинетической модели, подтверждается не только уравненіе Clapeyron'a, но даже уравненіе Van-der-Waals'a? И ясно, — почему. Если между величинами  $x, y, z, \dots$  существуетъ соотношеніе:

$$f(x, y, z, \dots) = 0 \text{ (I),}$$

то это еще не значитъ, что  $x, y, z, \dots$  — реальныя координаты явленія  $X, y, z, \dots$  могутъ быть производными функциями реальныхъ координатъ  $u, v, t, \dots$

$$x = \mu(u, v, t, \dots)$$

$$y = \psi(u, v, t, \dots) \text{ (II)}$$

$$z = \chi(u, v, t, \dots)$$

Если существуетъ соотношеніе (II) и соотношеніе

$$f[\mu(u, v, t, \dots), \psi(u, v, t, \dots), \chi(u, v, t, \dots)] = 0 \text{ (III)}$$

то имѣетъ мѣсто и уравненіе I.

Б. В. Ильинъ.

## Законы возбужденія ультра-фіолетовыми лучами.

(Викторъ Анри, *Архивъ физич. наукъ* № 1 и 2, 1918).

Поставленная въ заголовкѣ статья является краткой монографіей, конспектирующей цѣлый рядъ работъ автора и его учениковъ. Эта монографія лишній разъ показываетъ, сколько цѣнныхъ и часто неожиданныхъ результатовъ дало за послѣдніе годы примѣненіе физико-химическихъ методовъ къ изученію проблемъ біологіи и фізіологіи. Во-первыхъ, слѣдуетъ отмѣтить, что окончательно стерлись границы между физикой и химіей. Если раньше можно было раздѣлять явленія на физическія и химическія, при чемъ первыя опредѣлялись какъ таковыя, при которыхъ составъ вещества не мѣняется, то теперь такія явленія, какъ радиоактивность, фотохимическія реакціи, фотоэффектъ, явленія капиллярности и цѣлый рядъ процессовъ такъ называемой физической химіи подрываютъ четкость и категоричность этихъ

опредѣлений. Границы нѣтъ. Вышеотмѣченныя области настолько расширились, для нихъ накопился такой богатый фактическій и теоретическій материалъ, важный какъ для физики, такъ и по своимъ приложениямъ, что стало необходимымъ удѣлить имъ значительное мѣсто пропорціонально ихъ современному значенію. Можно утверждать, что физика и химія перестали быть тѣмъ, чѣмъ онѣ были десять—пятнадцать лѣтъ тому назадъ. Во-вторыхъ, науки естественнаго цикла перешли къ измѣреніямъ количественнымъ и накопили столь широкій запасъ фактовъ, что стало возможнымъ во многихъ случаяхъ охватить эти области знанія математическими соотношеніями, позволяющими установить количественную связь между различными элементами жизненнаго процесса.

Разсмотрѣнныя въ статьѣ В. Анри работы какъ разъ и касаются приложенія физико-химическихъ методовъ къ вопросамъ біологическимъ. Авторъ поставилъ свою цѣлю обследовать *возбужденіе* определенной частью спектра, именно—ультра-фіолетовой. Ультра-фіолетовые лучи были выбраны потому, что какъ разъ авторомъ была найдена связь коэффициента поглощенія ультра-фіолетоваго свѣта съ различными группами атомовъ. Это давало возможность при изученіи явленій раздраженія установить, на какія группы дѣйствуютъ раздражающіе лучи. Объектомъ для раздраженія были выбраны маленькія (0,5—1 mm) ракообразныя животныя *Cyclops*.

Прежде всего, былъ обнаруженъ вполне определенный *порогъ раздраженія*, затѣмъ установлена зависимость этого порога отъ интенсивности раздражающей энергіи. Оказывается, что энергія, соответствующая порогу, проходитъ черезъ *минимумъ*. Оптимумъ продолжительности раздраженія оказался равнымъ одной секундѣ. Для продолжительностей больше секунды зависимость вполне соответствуетъ закону Лазарева:

$$SO = \frac{B}{\alpha_1 k \left(1 - \frac{B}{2}\right)} + \frac{B\alpha_2}{2\alpha_1 k \left(1 - \frac{B}{2}\right)} t.$$

Для малыхъ временъ освѣщенія, соответствующихъ порогу, является необходимымъ ввести новыя факторы.

Если принять за мѣру раздраженія быстроту реакціи животнаго на это раздраженіе, то оказывается, что раздраженіе *Cyclops* ультра-фіолетовыми лучами подчиняется психо-физическому закону Гешнера съ тѣми ограниченіями, которыя необходимо принять для явленій раздраженія глаза, нервовъ и мускуловъ. Исслѣдованіе раздраженія при прерывистыхъ освѣщеніяхъ показало, что при освѣщеніяхъ, раздѣленныхъ значительнымъ интерваломъ, прерывистыя освѣщенія дѣйствуютъ сильнѣе непрерывныхъ. Авторъ дѣлаетъ гипотезу о фотохимической индукціи и ставитъ ее въ связь съ тѣми изслѣдованіями надъ дѣйствіемъ ультра-фіолетоваго спектра на органическіе коллоиды въ присутствіи электролитовъ, которыя были начаты авторомъ въ Парижѣ и продолжаются въ Москвѣ.

Изученіе вліянія температуры (6° — 27°) дало тотъ несомнѣнный результатъ, что раздражимость животнаго съ измѣненіемъ температуры не мѣняется.

Наконецъ, авторъ обнаруживаетъ чрезвычайно важное обстоятельство—вполнѣ определенный параллелизмъ между кривой раздраженія и кривой поглощенія въ области длинъ волнъ отъ 2550 до 3000, зависимость, установленную Лазаревымъ (фотохимическій законъ) для выдѣтанія красокъ.

Б. В. Ильинъ.



### Свойства адсорпции.

(*David Reichstein Die Eigenschaften des Adsorptions volumens Zürich u. Leipzig 1916*).

Въ настоящей книгѣ авторъ даетъ на 116 страницахъ очеркъ свойствъ объема тѣла, въ которомъ происходитъ адсорпція.

Изложеніе начинается изученіемъ отношеній деполаризаторовъ и ученія о переносѣ тока черезъ границу твердой и жидкой фазы.

Здѣсь авторъ излагаетъ и свои взгляды, не всегда, впрочемъ, согласные съ мнѣніемъ другихъ изслѣдователей и съ современными воззрѣніями физики. Въ главѣ IV изложено важный, съ точки зрѣнія явленій адсорпции, принципъ вытѣсненія, предложенный авторомъ въ основаніе ряда приложений.

Глава V посвящена изученію уравненій теоріи вытѣсненія. Наконецъ, въ главѣ VI описаны воззрѣнія на происхожденіе разности потенциаловъ на границѣ двухъ фазъ.

Въ книгѣ въ значительной мѣрѣ использованы изслѣдованія автора, правда, не пользующіяся общимъ признаніемъ, но представляющія нѣкоторый интересъ для изслѣдователей явленій адсорпции, для которыхъ книга и можетъ представлять значеніе.

И. Лазаревъ.

### Объ оптическихъ свойствахъ коллоидныхъ пленокъ.

(*Lord Rayleigh. On the Colours diffusely reflected from some Colloidion Films spread on Metal Surfaces. Philos. Magazine. Vol. 34 p. 433—1917*).

Какъ извѣстно, тонкая пленка коллоидная на металлическомъ зеркале, не даетъ нѣтъ тонкихъ пластинокъ, такъ какъ благодаря полному отраженію свѣта отъ зеркала въ концѣ концовъ весь падающій свѣтъ попадаетъ въ глазъ. Очень легко осуществить съ пленкой желатина, выхорощенной на серебряномъ зеркалѣ. Кажущимся исключеніемъ представляется пленка коллодия на металлическомъ зеркалѣ, описанная Wood'омъ и показывающая блестящіе цвѣта въ отраженномъ свѣтѣ. Эти цвѣта зависятъ, какъ указало Wood отъ дифракціи свѣта на неровностяхъ и оптическихъ неоднородностяхъ коллодия, которое можно открыть, наблюдая пленку, подъ микроскопомъ при большомъ увеличеніи. Rayleigh даетъ обстоятельно изслѣдованія этихъ цвѣтовъ и даетъ электромагнитную теорію явленія, приближающуюся къ теоріи синевы неба, данной имъ же.

И. Лазаревъ.

### V. Voss. Отношеніе интенсивностей линий D натрия. V. Voss. The ratio of the intensities of the D lines of Sodium.

(*The Physical Review, Vol. XI, January 1918, p. 21*).

Извѣстно, что отношеніе интенсивностей линий D зависятъ отъ измѣненія интенсивности натрваго пламени. Впервые такіа указанія имѣются у Couy, показавшаго, что  $\frac{D_2}{D_1}$  измѣняется отъ 1,3 для яркаго пламени до 2 для слабого пламени.

Наблюдения *Wood'a* показали, что для чрезвычайно слабого пламени это отношение достигает величины 3 или даже 3,5. Это отношение было получено сравнением фотографий при различных временах экспозиций, в предположении, что зачернение фотографической пластинки прямо пропорционально времени экспозиции.

Это расхождение величин заставило автора промѣрить отношение  $\frac{D_2}{D_1}$  болѣе тщательно. Для этой цѣли онъ воспользовался тремя методами

1) Фотографическій методъ съ примѣненіемъ особаго секторнаго диска, позволявшаго дѣлать поле зрѣнія на 7 поперечныхъ полосокъ.

2) Визуальный методъ, гдѣ интенсивности сравнивались при помощи поляризаціоннаго метода.

3) Визуальный методъ, гдѣ пользовались экранами, имѣвшими опредѣленный коэффициентъ абсорбціи.

I. Секторный дискъ былъ устроенъ такимъ образомъ, что времена экспозицій для послѣдующихъ полосокъ относились какъ 5 : 4. Щель спектрографа раздвигалась такъ, что обѣ линіи  $D_2$  и  $D_1$  соприкасались, и изображение на фотографической пластинкѣ получалось въ видѣ прямоугольника. Затѣмъ пластинка разрѣзалась поперекъ, и обѣ половины ея сравнивались по затемнѣнію. Такимъ способомъ было найдено, что  $\frac{D_2}{D_1} = 1,25$  для яркаго пламени и  $\frac{D_2}{D_1} = 3$  для слабого пламени.

Уменьшеніе отношенія  $\frac{D_2}{D_1}$  съ увеличеніемъ интенсивности пламени можетъ быть объяснено болѣею абсорбціей свѣта, соответствующаго линіи  $D_2$ . Щель спектроскопа освѣщалась слабымъ натровымъ пламенемъ и открывалась до тѣхъ поръ, пока линіи  $D_2$  и  $D_1$  не соприкасались. Стекланный шаръ, откачанный и содержащій небольшое количество натрія, помѣщался между пламенемъ и щелью. Шаръ нагревался, натрій испарился. Величина отношенія для слабого пламени тотчасъ же падала до величины, найденной для интенсивнаго пламени.

II. Въ поляризаціонномъ методѣ онъ воспользовался способомъ *Wood'a* <sup>1)</sup> для раздѣленія линій  $D_2$  и  $D_1$ , не уменьшая интенсивностей ихъ, при помощи кварцевой пластинки въ 32 mm. толщины. Сравненіе интенсивностей въ данномъ случаѣ довольно трудно, но все же можно утверждать, что и здѣсь наиболѣе точной величиной для отношенія  $\frac{D_2}{D_1}$  получаемъ 2.

III. При третьемъ методѣ *Voss* пользовался экранами, изъ которыхъ одинъ пропускалъ 33 $\frac{1}{2}$ % , другой 40% и третій 50% падающаго свѣта. Три узкія полоски изъ этихъ экрановъ помѣщались въ кассетѣ спектрографа, щель котораго освѣщалась натровымъ пламенемъ. Половина изображения въ видѣ прямоугольника, получавшагося отъ соприкосновенія линій  $D_2$  и  $D_1$ , могла быть покрываема передвиженіемъ кассеты тѣмъ или другимъ экранами. При этомъ легко можно было обнаружить разницу въ отношеніи, когда  $D_2$  покрывалось экраномъ въ 40%, отъ той, когда она покрывалась экраномъ въ 50%. Такимъ образомъ, можно считать, что отношеніе  $\frac{D_2}{D_1} = 2$  съ точностью до 10%. Авторъ замѣчаетъ, что этотъ методъ является наиболѣе заслуживаю-

щямъ довърія изъ всѣхъ трехъ. Здѣсь получается расхожденіе между I и II методами. Въ первомъ для слабого пламени имѣемъ отношеніе  $= 3$ , а во второмъ  $= 2$ .

Чтобы выяснитъ это несоотвѣтствіе, Госсъ построилъ „искусственную щель“, а именно, въ картонѣ прорѣзалъ отверстіе въ видѣ прямоугольника, покрылъ его экраномъ, пропускающимъ желтый свѣтъ, соответствующій линіи  $D$ . Половину „щели“ прикрылъ экраномъ, поглощающимъ 50% падающаго свѣта (такъ въ третьемъ методѣ). Помѣстивъ щель между натровымъ пламенемъ и фотографической камерой. После ряда экспозицій получился чрезвычайно любопытный результатъ: отношеніе времени экспозицій для обѣихъ половинокъ было найдено равными 3:1, т.е. какъ разъ такое, какъ получалось при слабомъ пламени для линій  $D_2$  и  $D_1$ .

Но если свѣтитъ „щель“ вольфрамовой лампой, для отношенія получаемъ 2:1.

Ясно, что такая разниа не можетъ быть объяснена измѣненіемъ  $K$  въ Schwarzschild'овомъ законѣ ( $S = Jt^k$ , гдѣ  $S$ —плотность изображенія,  $J$ —сила свѣта,  $t$ —время экспозиціи, а  $K$ —величина, зависящая отъ сорта пластинки и длины волны свѣта), ибо область измѣненія длины волны въ данномъ случаѣ очень мала.

Стало бытъ, здѣсь мы имѣемъ дѣло съ очень любопытнымъ поведеніемъ фотографической пластинки по отношенію къ бѣлому и монохроматическому свѣту.

Изъ всѣхъ трехъ методовъ, учитывая для перваго последнее обстоятельство, можно утверждать, что максимальная величина отношенія интенсивностей линій  $D$  натрія  $\frac{D_2}{D_1} = 2$  съ точностью до 10%.

Т. Молодой.

## Т. Dessauer. Полученіе рентгеновскихъ лучей весьма большой жесткости.

(*Verh. d. deutsch. Phys. Ges.*, 16/17, 1917).

До настоящаго времени наиболѣе жесткіе рентгеновы лучи получали Dessauer и Winawer (*Phys. Zeitschr.* 15, 1914) и Rutherford, Barnes и Richardson (*Phil. Mag.* (6), 30, 1915). Коэффициентъ поглощенія этихъ лучей въ алюминіи равнялся  $\mu_{Al} = 0,39^1$ ; лучи такой жесткости были получены при напряженіяхъ около 170.000 Volt. Для полученія еще болѣе жесткихъ рентгеновыхъ лучей необходимо было построить трансформаторъ или индукторій, дающій болѣе высокое напряженіе. Эта задача выполнена Dessauer'омъ. Главнымъ препятствіемъ къ повышенію напряженія трансформатора служить опасность пробитія изоляціи между вторичной и первичной обмоткой; особенно велика опасность пробитія въ томъ случаѣ, если одинъ конецъ вторичной обмотки заземленъ. Для того, чтобы избѣжать пробитія изоляціи, часто прибѣгали къ соединенію первичной обмотки съ средней вторичной, благодаря

<sup>1)</sup> Wood, *Phil. Mag.* 27, 524, 1914.

<sup>2)</sup> Коэффициентъ поглощенія определяется формулой  $J = J_0 e^{-\mu \cdot d}$ , гдѣ  $J_0$ —интенсивность рентгеновыхъ лучей до прохожденія алюминиевой пластинки толщиной  $d$ ,  $J$ —интенсивность послѣ прохожденія этой пластинки.

чему разность напряжений уменьшалась вдвое и опасность прибивания ограничивалась концами катушки. Чтобы еще больше уменьшить опасность пробития изоляции и тем самым достигнуть наиболее высоких напряжений, Dessauer применяет следующую схему. Вторичная обмотка разделена на две части, и середина ее соединена с землей. Передача энергии от первичной обмотки к вторичной достигается при посредстве двух промежуточных трансформаторов  $H_1$  и  $H_2$ , которые не повышают напряжения, т. е. имеют равное число оборотов в первичной и вторичной обмотках. Середины обмоток главных трансформаторов  $T_1$  и  $T_2$ , соединенных со вторичными обмотками промежуточных трансформаторов  $H_1$  и  $H_2$ , присоединяются к серединам  $d$  и  $e$  вторичных обмоток высокого напряжения. Таким образом, опасная разность напряжений между вторичной и первичной обмоткой сводится только к четвертой части полного напряжения вторичной обмотки, и устройство достаточно надежной изоляции значительно облегчается. Диаграмма на правой половине чертежа поясняет схему и указывает напряжения между различными точками трансформатора, предполагая полное напряжение во вторичной обмотке 100.000 Volt.

Подобная установка позволила Dessauerу достигнуть напряжений больше 300.000 Volt и получить при помощи рентгеновской трубки с раскаленным катодом лучи значительно большей жесткости, чем это удавалось прежними исследователями. Результаты этих исследований сопоставлены в следующей таблице, где, кроме коэффициента поглощения, указана еще частота и длина волны рентгеновских лучей (связь между  $\mu$  и  $\lambda$  принимается следующая:  $\mu = k\lambda^{5/2}$ , где для алюминия  $lg k = 21,5$ ).

Напряжение в кило-воль- тахъ.	Коэффициентъ поглощенія въ алюм. $\mu_{Al}$ .	Длина волны $\lambda \cdot 10^9$ .	Частота: $\nu \cdot 10^{-19}$ .
103	0,51	1,92	1,56
132	0,424	1,77	1,69
179	0,393	1,72	1,74
220	0,325	1,6	1,87
267	0,27	1,5	2,00
283	0,258	1,46	2,05
308	0,239	1,42	2,11

Укажемъ для сравненія, что для  $\gamma$  лучей радія В коэффициентъ поглощенія  $\mu_{Al} = 0,51$ , а для жесткихъ лучей радія с —  $\mu_{Al} = 0,115$ ; такимъ образомъ при помощи рентгеновскихъ трубокъ удается получить лучи такой же жесткости, какъ и  $\gamma$  лучи радія, хотя крайній предѣлъ жесткости  $\gamma$  лучей еще не достигнуть при помощи рентгеновской трубки. Интересно, что прежніе исследователи пришли къ заключенію, что повышеніе напряжения больше

145.000 Volt не даетъ увеличенія жесткости рентгеновскихъ лучей. Dessauer съ очевидностью показалъ, что это утверждение не вѣрно. Исслѣдованіе Dessauer'a позволяетъ надѣяться, что рентгеновская трубка сможетъ замѣнить радій въ тѣхъ случаяхъ, гдѣ оны примѣняется въ медицинѣ для лѣчебныхъ цѣлей.

С. Ржевскій.

### Примѣненіе фото-электрическаго элемента, какъ приемнаго приспособленія для беспроволочной телеграфіи.

(Die Verwendung der lichtelectrischen Zellen als Empfangsinstrument für drahtlose Telegraphie. Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 668, 1914).

Интенсивность радіотелеграфныхъ сигналовъ является для практической радіотелеграфіи весьма важной, но довольно трудно измѣримой величиной. Трудности лежатъ какъ въ слабости приемнаго тока, такъ и въ непостоянствѣ кристаллическихъ детекторовъ, служащихъ въ настоящее время основными инструментами для приема въ радіотелеграфіи, и, слѣдовательно, въ невозможности сравнивать результаты измѣреній, сдѣланныхъ въ различное время и при различныхъ условіяхъ. Н. Behnken воспользовался для измѣренія интенсивности приема тѣмъ обстоятельствомъ, что электрическія колебанія оказываютъ вліяніе на величину фото-электрическаго эффекта, при чемъ оказалось, что измѣненіе величины эффекта пропорціонально эффективной силѣ тока въ антеннѣ и, кромѣ того, при прочихъ равныхъ условіяхъ, является весьма постояннымъ.

Фото-электрическая кѣлочка, примѣненная Behnken'омъ имѣетъ свѣтосъвѣстительный электродъ, сдѣланный изъ калия, другой электродъ изъ платины и присоединяется калиевымъ электродомъ къ самоиндукціи ( $S_1$ ), связанной съ удлинительной самоиндукціей ( $S_2$ ) антенны и вѣвшаей по возможности большее число оборотовъ для того, чтобы повысить потенциалъ, налагаемый на кѣлочку подѣ вліаніемъ колебаній. Для измѣренія служитъ электрометръ Zutz-Edelmann'a ( $E$ ). Чтобы приготовить приборъ къ приему радио-сигналовъ, кѣлочка освѣщается лампой Нерста ( $L$ ), благодаря чему возникаетъ вѣвоторый фото-эффектъ, и электрометръ даетъ отклоненіе; это отклоненіе компенсируется вѣвоторымъ добавочнымъ напряженіемъ, налагаемымъ при помощи аккумулятора (Акк.) съ потенциометромъ ( $R$ ), и, такимъ образомъ, электрометръ снова устанавливается на нуль; при этихъ условіяхъ соединеніе лѣвтка электрометра съ землей при помощи ключа ( $K$ ) не должно вызывать отклоненія. При наличіи колебаній въ антеннѣ, потенциалъ, приложенный къ кѣлочкѣ, будетъ подвергаться періодическимъ измѣненіямъ и вызоветъ отклоненіе электрометра, которое будетъ пропорціонально величинѣ амплитуды напряженій, возникающихъ въ катушкѣ  $S_2$ , т. е. пропорціонально величинѣ силы тока въ антеннѣ. Подобная установка дала въ опытахъ Behnken'a отклоненіе электрометра въ 4—5 дѣлений шкалы при работѣ радиостанціи Эйфелевой башни (разстояніе Парижъ—Берлинъ ок. 900 кт.), что по чувствительности вполне сравнима съ приемомъ на детекторъ.

С. Ржевскій.

## Резонансное излучение паровъ натрія.

(K. W. Wood and Fred Mohler *Resonance Radiation of Iodine Vapor excited by one of the D-lines*).

(*Physical Review*, XI, p. 70 (II), 1918 г.).

Въ 1905 г. Вудъ показалъ, что если освѣтить натровымъ пламенемъ шаръ, заключающій въ себѣ пары чистаго натрія, то эти послѣдніе начинаютъ излучать желтый свѣтъ. Вудъ назвалъ это излученіе резонанснымъ. По своему спектральному составу резонансное излученіе оказалось тождественнымъ съ возбуждающимъ, т.-е. его спектръ состоялъ изъ двухъ линій— $D_1$  и  $D_2$ . Возникаетъ вопросъ, какова будетъ картина, если освѣщать пары натрія только одной спектральной линіей  $D_1$  или  $D_2$ ; будетъ ли спектръ резонанса состоять также изъ одной линіи или же изъ двухъ. Отвѣтъ на этотъ вопросъ позволяетъ глубже взглянуть въ самый механизмъ излученія. Именно, онъ позволяетъ рѣшить, связаны ли между собой центры, дающіе линіи  $D_1$  и  $D_2$ , или они другъ отъ друга независимы.

Рефериремая работа представляетъ собой вторую попытку въ этомъ направленіи. Первая попытка<sup>1)</sup> не дала опредѣленныхъ результатовъ. Для раздѣленія  $D$  линій авторы применили особый поляризаціонный методъ, раньше описанный Вудомъ<sup>2)</sup>. Большинство опытовъ производилось съ линіей  $D_2$ , т.к. она приблизительно вдвое ярче линіи  $D_1$ . Въ результатѣ оказалось, что спектръ резонанса состоитъ изъ обихъ линій  $D_1$  и  $D_2$  при двухъ условіяхъ: 1) когда въ шарѣ, заключающемъ въ себѣ пары натрія, имѣются слѣды водорода и 2) при достаточно высокихъ температурахъ (270—350°). Авторы утверждаютъ, что именно при этихъ условіяхъ становится возможнымъ переносъ энергіи отъ центровъ, дающихъ линію  $D_2$  къ центрамъ, дающимъ  $D_1$ , при чемъ переносъ этотъ, по ихъ мнѣнію, совершается путемъ молекулярныхъ столкновеній. Аналогичный переносъ энергіи наблюдается при резонансѣ въ парахъ іода. При подмѣшиваніи гелія къ парамъ чистаго іода мѣняется самый характеръ спектра: блѣднѣетъ спектръ, состоящій изъ системы дублетовъ, и ярко выступаетъ дотолѣ едва замѣтный полосатый спектръ. Здѣсь происходитъ переносъ энергіи отъ системъ, дающихъ дублеты, къ системамъ, дающимъ полосатый спектръ.

Э. Шпольскій.

## Къ вопросу о наибольшей частотѣ рентгеновскихъ и гамма-лучей.

(E. Rutherford. *Penetrating Power of the X Radiation from a Coolidge Tube*. *Phil. Mag.* (6), 34, p. 153, 1917 г.).

Работа представляетъ собой продолженіе изслѣдованія, сдѣланнаго авторомъ вмѣстѣ съ Барнесомъ и Ричардсономъ въ 1915 году. Въ этой первоначальной работѣ Резерфордъ пришелъ къ тому заключенію, что существуетъ некоторая максимальная частота, а стало быть и жесткость, которой

<sup>1)</sup> R. W. Wood and Dunoyer. *Phil. Mag.* (6), 27, 1918, 1914.

<sup>2)</sup> Wood. *Phil. Mag.* (6), 27, 524, 1918.

<sup>3)</sup> Rutherford, Barnes and Richardson. *Phil. Mag.* (6), 30, p. 339 (1915).

достигаютъ лучи, испускаемые трубкой Кулиджа при 145.000 вольтъ, эта частота сохраняется неизмѣнной при увеличеніи voltaжа, по крайней мѣрѣ до 175.000 вольтъ. Въ реферированной статьѣ Резерфордъ описываетъ болѣе детальныя опыты, захватившіе къ тому же и болѣе большой интервалъ напряженій. Исслѣдовалось поглощеніе въ свинцѣ и алюминіи. Опыты со свинцомъ привели къ слѣдующимъ результатамъ:

1) Величина коэффициента поглощенія  $\mu$  сохраняетъ болѣе или менѣе постоянное значеніе между 79.000 и 144.000  $V$ . для „остаточнаго излученія“ (т.-е. для излученія, которое получается послѣ того, какъ болѣе мягкія составныя части изъ сложнаго комплекса лучей, даваемыхъ рентгеновской трубкой, отфильтровываются соответствующимъ экраномъ). Въ частности, между 105.000 и 144.000  $\mu$  — строго-постоянно.

2) Между 105.000 и 144.000 вольтъ поглощеніе совершается по экспоненціальному закону

$$J = J_0 e^{-\mu d}.$$

3) При дальнѣйшемъ возрастаніи напряженія величина  $\mu$  быстро уменьшается.

Эти результаты легко объясняются присутствіемъ характеристической полосы абсорбціи въ свинцѣ <sup>1)</sup>, которая располагается между  $\lambda = 0,149 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 0,098 \text{ \AA}$ . Подсчитывая по уравненію  $E = h\nu$  <sup>2)</sup> ( $E$  — энергія, въ данномъ случаѣ равная  $eV$ , гдѣ  $e$  — зарядъ электрона,  $V$  — voltaжъ), какія напряженія соответствуютъ этимъ длинамъ волнъ, получимъ 83.000 и 125.000 вольтъ. Такимъ образомъ, именно въ этой области — отъ 83.000 до 125.000  $v$ . — мы и должны ожидать постоянства коэффициента поглощенія. Небольшое расхожденіе съ результатомъ, полученнымъ опытнымъ путемъ, совершенно не существенно и, можетъ быть, легко объяснено побочными вліяніями.

Вычисляя по уравненію  $eV = h\nu$  наименьшія длины волнъ, даваемыхъ рентгеновской трубкой при различныхъ разностяхъ потенциаловъ, получимъ, напримѣръ, слѣдующія значенія:

Напряженіе въ voltaжахъ.	Длина волны въ $\text{cm}$ . Ангелъема.	$\frac{\mu}{\rho}$ въ $Al$	$\frac{\mu}{\rho}$ въ $Pb$
183.000	0,068	0,085	1,05
196.000	0,063	—	0,75
$\gamma$ — лучи радiа $C$	} ?	0,026	0,042

Для сравненія приведены коэффициенты поглощенія  $\gamma$ -лучей радiа  $C$  въ алюминіи и свинцѣ. Намъ неизвѣстенъ законъ, которому подчиняется въ этой области измѣненіе  $\frac{\mu}{\rho}$  съ частотой. Однако, приблизительная оцѣнка

<sup>1)</sup> Hull and Rice. Phys. Review, 8, p. 326 (1916). De Broglie. Comptes Rendus 162. p. 596 (1916).

<sup>2)</sup> Hull and Rice. loc. cit.

Эти уравнения и замѣняютъ уравнения Gulberg'a и Mohn'a путемъ интеграціи основныхъ уравненій. Эксперг получилъ траекторію воздушныхъ массъ, при чемъ оказалось, что должно наступить колебательное движеніе даже при прямолинейныхъ изобарахъ; случай станціонарнаго потока является невѣроятнымъ.

Въ соотвѣтствіи съ этимъ находятся результаты наблюденій Dines'a<sup>1)</sup> надъ внутренней структурой вѣтра при помощи Sang-anemometr'a, приспособеннаго для регистраціи. Пользуясь своимъ самописцемъ во время поднятій змѣевъ, Dines показалъ, кромѣ того, убываніе бурнаго характера вѣтра съ высотой: такъ, если частоту порывовъ вѣтра отъ 0 до 500 англійскихъ футовъ принять за 100, то на высотѣ 1000—2000 она падаетъ до 44%, на 2000—3500 до 30%.

Въ 6-й же книгѣ Hann излагаетъ взгляды англійскихъ метеорологовъ Shaw, Dines'a, Cave'a и другихъ на измѣненіе разности давленія между областями высокаго и низкаго давленія съ высотой, приведшее къ установленію наиболѣе дѣятельнаго слоя атмосферы, такъ называемой „Субстратосферы“, обусловливающей, по ихъ мнѣнію, главнѣйшимъ образомъ смѣну барическихъ системъ и характеръ погоды у земной поверхности.

Обозначимъ, гдѣ-нибудь, но на одномъ и томъ же уровнѣ въ областяхъ maximum'a и minimum'a низкое давленіе черезъ  $p$ , высокое черезъ  $p + \Delta p$  и будемъ искать измѣненіе разности давленія съ возрастаніемъ высоты (Shaw—Journal Scottish Met. Soc. vol. XVI)

тогда: 
$$dp = -\rho dh; \quad d(p + \Delta p) = -(\rho + \Delta \rho)dh,$$

гдѣ  $\rho$  вѣсь единицы объема воздуха;

отсюда 
$$d(\Delta p) = -d\rho dh,$$

но 
$$\rho = \frac{1}{v} = \frac{P}{R \cdot T}$$

и 
$$d\rho = \frac{p}{R \cdot T} \left( \frac{dp}{P} - \frac{dt}{T} \right)$$

при чемъ  $dp$  и  $dt$  въ данномъ случаѣ представляютъ измѣненія  $p$  и  $t$  между областями maximum'a и minimum'a, т.-е. берутся по горизонтальному направленію.

Окончательно имѣемъ:

$$\frac{d(\Delta p)}{dh} = \frac{p}{R \cdot T} \left( \frac{dt}{T} - \frac{dp}{P} \right) = 0.0341 \frac{P}{T} \left( \frac{dt}{T} - \frac{dp}{P} \right).$$

Это уравненіе даетъ измѣненіе разности давленій между вертикалями къ обѣимъ областямъ на единицу измѣненія высоты.

Выраженію въ скобкахъ въ послѣдней формулѣ Shaw придаетъ особое

<sup>1)</sup> Dines—Report of Wind Structure. Aeronautics 1911 London.



значение для динамики атмосферы: изменение этой разности с высотой происходит действительно замечательным образом.

В нижних и средних частях тропосферы области maximum'овь обычно теплее областей minimum'овь; таким образом,  $dp$  и  $dt$  имеют одинаковые знаки, и все выражение  $\frac{dt}{T}$  и  $\frac{dp}{P}$  имеет положительный знак. Выше 9 km. это соотношение как показал Teisserenc de Bort, изменяется: антициклоны становятся холоднее, и все выражение, перейдя через нуль где-нибудь на высоте до 9 km., становится отрицательным и начинает быстро возрастать по абсолютной величине; однако, над областями minimum'овь стратосфера начинается с более низкого уровня, чем над maximum'ами вследствие чего градиент над циклонами, перешедшими уже в стратосферу, становится чрезвычайно малым и даже меняет свой знак, в то время, как на той же высоте над антициклонами имеется еще тропосфера и температура продолжает убывать. Это ведет к тому, что  $dt$  быстро выравнивается, и исследуемое выражение снова замедляет свой рост.

Таким образом, в большей части тропосферы эффект вертикального изменения  $\frac{d(\Delta p)}{dh}$  мал, исключая нижние слои областей высокого давления с холодом у земной поверхности, и постепенно обращается в нуль; с высотой приблизительно около 9 km и до 11 происходит наибольший его рост, который затем снова замедляется.

С такой схемой совпадают наблюдения Saver'a и Ferrel'a, нашедших maximum силы ветра как раз у начала стратосферы, при чем в более высоких слоях наступает быстрое ее убывание; это же подтверждается исследованиями Köppen'a и Wedemeyer'a.

В связи с изложенным, уместно указать на вытекающее отсюда коренное изменение во взглядах на причины метеорологических процессов: в то время как в недавнее время все атмосферные возмущения сводились к различию температур у земной поверхности, теперь их зарождение переносится на высоту 9—11 km, и первенствующая роль приписывается конвекционным токам воздуха различного происхождения, что Shaw формулирует следующим образом: „динамика атмосферы обуславливается субстратосферой; физика относится к более низким слоям“.

В главах VI книги, касающихся общей циркуляции атмосферы, Нанп, давая обзор новейших наблюдений в тропических областях, приходит к выводу, что в настоящее время достаточно хорошо осведомлены о горизонтальных и вертикальных течениях между тропиками, при чем, однако, условия оказались сложнее, чем думали раньше; последнее хорошо видно, например, из распределения ветров над Явою, согласно наблюдениям van Bemmelen'a<sup>1)</sup>.

С октября по ноябрь — SE до 5½ km. (пассат).

выше NE до 17 km. (антипассат).

С декабря по февраль — W до 5 km. (мусон)

выше SE до 9 km. (пассат)

выше NE до 17 km. (антипассат)

выше SE до 22 km. („верхний пассат“ по van Bemmelen'у).

<sup>1)</sup> Van Bemmelen — Die Erforschung des tropischen Luftozeans in Niederl. Ostindien Luftfahrt und Wissenschaft. Heft 5 Berlin 1913.

Съ марта по апрѣль — NW и SW до 6 klm. (мусонъ) •  
 выше SE до 10 klm. (пассать)  
 выше NE (антипассать).

Съ мая по сентябрь — SE до 3 klm. (пассать)  
 выше NE до 16 klm. (антипассать)

выше „верхній пассать“ съ мощнымъ промежу-  
 точнымъ слоемъ западныхъ вѣтровъ, найденнымъ также Bergson'омъ въ эква-  
 торіальной Африкѣ.

Для внѣтропическихъ областей интересны таблицы Ferriera — паденія  
 давленія въ mm. между экваторомъ и полюсомъ на различныхъ широтахъ:

Высота въ klm.	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	19	20
10°N—30°N ...	6	5	4	2	0.5	-1	-2	-3	-4	-4	-5	-5	-5.7	-5	-5	-4	-2	-2
30°N—50°N ...	-5	-6	-8	-8	-8	-8	-9	-9	-9.3	-9	-9	-8	-6	-6	-4	-3	0	0

Такимъ образомъ, существующее паденіе давленія, которому слѣдуетъ  
 пассать, на поверхности имѣетъ наибольшую величину, затѣмъ уменьшается  
 и на высотѣ 4-хъ klm. переходитъ въ паденіе, направленное къ полюсу;  
 послѣднее достигаетъ maximum'a на высотѣ 12 klm. и, можетъ быть, снова  
 мѣняетъ знакъ на высотѣ 20 klm.; паденіе давленія между субтропическимъ  
 антициклономъ и высокими широтами, т.е паденіе для западнаго вѣтра вы-  
 сокихъ широтъ, растетъ до 8 klm., остается почти постояннымъ до 11 klm.,  
 затѣмъ убываетъ и исчезаетъ совершенно на высотѣ 20 klm. Эта высота  
 является тѣмъ уровнемъ, на которомъ прекращается дѣломъ общая цирку-  
 ляція между полюсомъ и экваторомъ.

Что касается наблюденій въ арктическихъ странахъ, то они не под-  
 тверждаютъ существованіе западнаго вѣтра въ высокихъ слояхъ, что является  
 противорѣчіемъ обычной схемѣ общей циркуляціи въ областяхъ большого  
 полярнаго вихря. Напримѣръ, изъ пилотныхъ наблюденій швейцарской экспе-  
 диція 1912/13 г.г. подъ начальствомъ de Quervain слѣдуетъ, что въ высо-  
 кихъ слояхъ господствуетъ южный вѣтеръ, включеніе котораго въ наши  
 прежнія представленія не легко и, по мнѣнію Hann'a, должно быть сведено  
 въ данномъ случаѣ къ дѣйствию minimum'a надъ Девисовымъ проливомъ и  
 maximum'a надъ Гренландіей; аэрологическія изслѣдованія на Шницбергенѣ,  
 предпринятія Bergesell'emъ при помощи пилотовъ и змѣвъ, дали слѣдующее  
 распределеніе вѣтровъ:

Высота въ klm. ....	2	5	8
Среднее направленіе...	N 9°E	N 10°W	S 63°W
Средняя сила m./sec. ...	1.70	0.85	1.34

Такимъ образомъ, ожидаемаго господства западныхъ вѣтровъ не найдено.

Въ V книгѣ „О возмущеніяхъ въ атмосферѣ“, Манномъ приведены какъ новѣйшія общія идеи, о возникновеніи и развитіи барическихъ системъ, высказанныя за это время Ekholm'омъ, Körren'омъ, Meinertsdus'омъ, Срезневскимъ, Hellmann'омъ Ficker'омъ и другими, такъ и большее количество данныхъ и таблицъ касающихся разнообразныхъ вопросовъ: распредѣленія вѣтровъ въ различныхъ частяхъ циклоновъ и его скоростей, скорости движенія maximum'овъ и minimum'овъ, осадковъ въ депрессіяхъ, путей циклоновъ и т. п.

Мы отмѣтимъ лишь приведенныя экспериментальныя работы W. Schmidt'a надъ втеканиемъ холодныхъ массъ воздуха въ болѣе теплый, имѣющія цѣлью объяснить происхожденіе и свойства шкваловъ. Работы эти представляютъ интересъ еще и потому, что относятся къ пока небольшой, но многообъясняющей области эксперимента въ метеорологіи и геофизикѣ.

Производя свои изслѣдованія, W. Schmidt нашелъ, что холодныя массы движутся подъ теплыми не клинообразно, какъ предполагали раньше, но прониканіе ихъ происходитъ въ формѣ гребня, появляющагося уже при разности температуръ въ 7°; форма гребня измѣняется съ измѣненіемъ температуры; находившійся передъ волной шквала воздухъ поднимается вверхъ, чѣмъ объясняется мощная облачность и осадки шквала; maximum'ныя скорости получаютъ на нѣкоторомъ разстояніи позади гребня.

Скорость движенія холодныхъ массъ зависитъ отъ ихъ мощности и разности температуръ. Высота гребня, при одинаковой разности температуръ, пропорціональна квадрату скорости, какъ это слѣдуетъ изъ закона Helmholtz'a.

Поэтому:

$$h = cv^2$$

или

$$v = c'\sqrt{h}$$

Schmidt нашелъ изъ опытовъ постоянное  $c'$ :

для $dt = 2^{\circ}$	$7^{\circ}$	$14^{\circ}$
$c' = 0.74$	1.5	2.36

гдѣ  $v$ —въ km./часъ,  $h$ —въ metr'ахъ.

Въ природѣ обмкновению наблюдается  $v$ , а  $h$  неизвѣстно; однако, се можно вычислить по измѣненію давленія при прохожденіи шквала и по разности температуръ. Schmidt нашелъ слѣдующее соотношеніе:

$$h = \frac{db}{dt} \cdot T \cdot z,$$

гдѣ  $T$ —средняя абсолютная температура столба воздуха,  $z$ —барическая ступень. Ficker нашелъ полное совпаденіе съ наблюденіями, приложивъ эту формулу къ швалу 11-го мая 1911 г. въ Баваріи (наблюденная скорость—55 km./часъ; вычисленная—54).

Переходя ко второй области интенсивнаго развитія метеорологіи—изслѣдованіямъ высокихъ слоевъ,—остановимся на нѣкоторыхъ изъ собранныхъ въ „Курсѣ“ данныхъ: Въ пятой главѣ I книги „О температурныхъ условіяхъ верхнихъ слоевъ атмосферы“ Süring приводитъ таблицы среднихъ темпера-

поверхности“ приведены интересные таблицы из книги Emden'a <sup>1)</sup>, касающіяся значенія для земной поверхности теплого излученія самой атмосферы, из которых обнаруживается, что для широтъ отъ 0° до 30° годовое излученіе атмосферы на земную поверхность немногимъ меньше годового прихода тепла непосредственно отъ солнца на границѣ атмосферы; для болѣе высокихъ широтъ первое начинаетъ, преобладать, — такъ, напримѣръ, въ январѣ Средняя Европа получаетъ отъ излученія атмосферы въ 2—3 раза больше тепла, чѣмъ отъ солнца. На то же обстоятельство указываютъ изслѣдованія Angstrom'a, установившаго, что диффузное излученіе неба къ землѣ всегда больше, чѣмъ излученіе земли къ небу.

Вычисляя среднее давленіе для всей поверхности, Нанп, пользуясь величинами его, приведенными къ уровню моря и нормальной силѣ тяжести, получаетъ величину 758 mm., при чемъ, однако, она не соответствуетъ дѣйствительной массѣ воздуха, находящейся надъ земной поверхностью; принимая во вниманіе среднее возвышеніе твердой оболочки надъ уровнемъ моря, получаютъ слѣдующія величины:

	Среднее возвышеніе.	Среднее давленіе.	Истинное давленіе.
Сѣверное полушаріе	296 mm.	759,7 mm.	733,3 mm.
Южное полушаріе	183,5 mm.	756,8 mm.	740,4 mm.

Такимъ образомъ, надъ южнымъ полушаріемъ слой воздуха почти на 7 mm. ртутнаго столба мощнѣе; среднее давленіе надъ всей земной поверхностью принимается равнымъ 737 mm.

Въ первой половинѣ 4-й главы третьей книги приводятся изслѣдованія скорости паденія дождевыхъ капель Leonard и Schmidt дали экспериментальныя величины скорости паденія въ предѣлахъ ихъ радіуса отъ  $r = 0,001$  см. для котораго  $v = 0,10$  см./сек. до  $r = 0,175$  см. когда  $v = 0,74$  см./сек.; при дальнѣйшемъ увеличеніи радіуса капли, какъ извѣстно, при паденіи претерпѣваетъ деформаци, и скорость ея паденія уменьшается, при чемъ максимальной скорости 8 см./сек. капли достигаетъ при радіусѣ равномъ 0,225 см.; отсюда слѣдуетъ, между прочимъ, что восходящій токъ въ атмосферѣ скоростью въ 8 см./сек. можетъ удержать отъ паденія самыя большія капли.

Stokes далъ формулу паденія водяного шарика въ воздухѣ средней плоскости:

$$v = 1.26r^2 10^6, \text{ гдѣ } v \text{ и } r \text{ выражены въ см.,}$$

которая была провѣрена экспериментально въ предѣлахъ отъ  $r = 0,001$  см. до  $r = 0,00016$ . Впоследствии эта формула была улучшена Cunningham'омъ и Mc. Kennan'омъ <sup>2)</sup>, при чемъ было принято во вниманіе скользяніе капли. Mc. Kennan далъ формулу для очень малыхъ значеній  $r$ , гдѣ скользяніе играетъ первенствующую роль:

$$v = c\sqrt{r\delta:d}$$

гдѣ  $c = \text{Constans}$ ,  $\delta$  — удѣльный вѣсъ тѣла,  $d$  — плотность воздуха.

Принимая для земной поверхности  $C = 1344$  см.;  $\delta = 0,86$  (для льда),

<sup>1)</sup> Emden—Ueber Strahlungsgleichgewicht und atmosphärische Strahlung München 1913 г.

<sup>2)</sup> Proc. R. Soc. 83, A. 1910. 357 и Phys. Zeitschr. XIII. 106. 1912.

получимъ приближительно для водяныхъ капель  $v = 1344 \sqrt{r}$ ; для градовыхъ зеренъ  $v = 1246 \sqrt{r}$ ; для большихъ высотъ вводится множитель  $\sqrt{\frac{B}{b}}$ .

Наконецъ, приводится экспериментальная формула Schmidt'a, имѣющая значеніе для всякихъ  $r$  и для его малыхъ значеній, переходящая въ формулу Stokes'a:

$$v = 1 : (0.00787 : r^2 + 0.159 : \sqrt{r}).$$

Мы закончимъ свой обзоръ краткимъ изложеніемъ третьей главы третьей книги „Облака, ихъ формы и возникновеніе“, написанной Süring'омъ.

Въ началѣ главы Süringъ дѣлаетъ замѣчаніе о классификаціи облаковъ Howard'a и объясняетъ ея долговѣчность чрезвычайно удачнымъ выборомъ различій классовъ по вѣшнему виду, въ которые вносльдствіи оказалось возможнымъ вложить физическое и генетическое значеніе.

Напримѣръ, формы Cumulus, выдѣленные Howard'омъ по ихъ темному и плотному покрову, классифицированы въ настоящее время также въ отдѣльный классъ „облаковъ восходящихъ токовъ“. Слоистыя облака въ ихъ генетическомъ значеніи образуютъ классъ „облаковъ горизонтальныхъ токовъ“ и т. д.

Указывая на обнаружившееся въ послѣднее время стремленіе къ болѣе детальной классификаціи облаковъ, Süringъ приводитъ наиболѣе установленныя названія добавочныхъ формъ: 1) „Волнистыя облака“ (Undulatus) различныхъ типовъ, появляющіяся передъ депрессіями и своимъ радіантомъ указывающія направленіе къ ея центру; 2) „Облака нисходящихъ токовъ“ (Ci Cu. ACu, AS—lenticularis, или margarodes (облака фена, отрицательныя Ci Cu по Süring'у); 3) „Облачныя шапки“ и Falsi Cirri; 4) „Динамическія Cumuli“ (ACu—castellati), характеризующіяся какъ Cumuli, не связанныя съ непосредственно отъ земли поднимающимися восходящими токами; 5) Mammato-Cumuli (Festoon Cloud, pocket cloud). Изъ способовъ опредѣленія высоты облаковъ Süringъ считаетъ фотограмметрический настолько болѣе точнымъ, что прежнія опредѣленія имѣютъ, по его мнѣнію, скорѣе историческое значеніе.

Что касается современныхъ теорій образованія облаковъ, то наибольшія трудности встрѣчаются при объясненіи возникновенія Cirrus'овъ. Süringъ указываетъ, что наиболѣе ясно образованіе волоконъ Cirrus и Cirro-Stratus надъ ограниченными областями низкаго давленія, напримѣръ, надъ грозовыми облаками; въ этомъ случаѣ Cirri представляютъ собою пути оттекающихъ въ верхнихъ слояхъ отъ центра воздушныхъ массъ; оттоканіе можетъ, повидимому, въ нѣкоторыхъ случаяхъ происходить на меньшихъ высотахъ, что приводитъ къ образованію Falsi-Cirri.

Однако, Cirri не всегда являются продуктами близкой или далекой депрессіи, образовываясь иногда при ясномъ небѣ, на глазахъ наблюдателя, они представляютъ самостоятельныя облачныя образованія и притомъ чрезвычайно частыя. При объясненіи такихъ типовъ слѣдуетъ имѣть въ виду, что новѣйшія поднятія показали, что въ высокихъ слояхъ почти постоянно имѣется тонкій слой ледяныхъ иль, незамѣтныхъ для земного наблюдателя и лишь незначительно мѣняющихъ видимую окраску небеснаго свода. Такимъ образомъ, матеріалъ для образованія Cirrus всегда имѣется; непосредственнымъ поводомъ къ образованію можетъ послужить перемѣшиваніе на границахъ различно движущихся массъ воздуха, что приведетъ къ образованію Cis или „полосъ паденія“, т. е. Cirrus типовъ „нитей“, „консильхъ гравъ“, „полосъ“

и т. п. Shaw указывает, что Ciri типа ACu, в видѣ волнь, могутъ образовываться вслѣдствіе пониженія давленія въ субстратосферѣ.

Прив.-доц. С. Бастамовъ.

Рождествено.  
Августъ 1918 г.

### Вычисленіе и измѣреніе самоиндукціи и емкости.

(W. H. Nottage. *The calculation and measurement of inductance and capacity London 1917*).

Огромный теоретическій и опытный матеріалъ по расчету и измѣренію самоиндукціи и емкостей, накопившійся за многіе годы въ физическихъ и техническихъ журналахъ и весьма разнородный по качеству, давно нуждается въ критической обработкѣ и систематической сводкѣ. Книга Nottage'a въ значительной мѣрѣ удовлетворяетъ этой нуждѣ, являясь довольно полнымъ сборникомъ формулъ и схемъ, предложенныхъ до послѣдняго времени (1916 г.).

Къ сожалѣнію, авторъ ограничился только сопоставленіемъ окончательныхъ результатовъ, не давая выводовъ и, что особенно непрятно, не всегда указывая степень точности формулъ. Отсутствуетъ также и критическое сравненіе методовъ измѣреній. Въ этомъ отношеніи книга значительно уступаетъ соответствующимъ сводкамъ въ книгахъ Fleming'a и Eccles'a. Необходимые для практическаго пользованія формулами таблицы и графическіе не всегда приведены; вмѣсто этого слѣдуютъ ссылки на соответствующую журнальную литературу. Это обстоятельство въ значительной мѣрѣ лишаетъ книгу практической самостоятельности.

Довольно много страницъ посвящено чисто радиотелеграфнымъ измѣреніямъ и расчетамъ; имеется, напр., рядъ замѣчательныхъ формулъ для расчета емкости радиотелеграфныхъ сѣтей, предложенныхъ въ послѣднее время Howe. Въ послѣдней главѣ книги описываются различные эталоны и приборы, необходимые для точныхъ измѣреній: альтераторъ Duddell'a, "монохроматоръ" переменнаго тока Fleming'a и Duke'a, гальванометры, электрометры, телефоны и т. д.

Есть нѣкоторые досадные пропуски, отсутствуетъ, напримѣръ, одна изъ наиболее общихъ и точныхъ формулъ для расчета самоиндукціи концентрической катушки Rayleigh'a.

Во всякомъ случаѣ, однако, книга заолняетъ существенный пробѣлъ въ рядѣ необходимыхъ справочниковъ каждой физической и электро-технической лабораторіи.

С. Вавиловъ.

## Сборникъ по спектроскопiи.

[*G. D. Living and Sir I. Dewar. Collected papers on Spectroscopy—1915 (556 стр.)*].

Въ настоящемъ томѣ собраны изслѣдованiя знаменитыхъ англiйскихъ спектроскопистовъ, выполненныя ими въ теченiе почти 40 лѣтъ и помѣщенныя въ *Philosoph. Magazine Proceed. of the Royal Society, Proceed. of the Cambridge Philosoph. Society, Proceed of the Royal Institution, Philosoph. Transactions of the Royal Society*.

Для лицъ, занимающихся спектроскопiей, изданiе трудовъ Living'a и Dewar'a представляетъ весьма важное значенiе. Внѣшность изданiя не оставляетъ желать ничего лучшаго.

П. Лазаревъ.

## Абрагамъ. Теорiя электричества.

(*M. Abraham. Theorie der Elektrizität. Zweiter Band. Elektromagnetische Theorie der Strahlung. Dritte Auflage, 1914. (Teubner)*).

Третье изданiе второго тома классическаго курса Abraham'a сильно расширено и измѣнено по сравненiю со вторымъ. Часть этихъ измѣненiй была уже предугазана той передѣлкой, какой подверглось четвертое изданiе первого тома, вышедшее въ 1912 году. Такъ, напр., теорiя телеграфiи безъ проводовъ была перенесена въ первый томъ и теперь во второмъ томѣ, естественно, отсутствуетъ. На измѣненiя въ главѣ объ электродинамикѣ движущихся тѣлъ указывала передѣлка этой главы въ первомъ томѣ. Но кромѣ такихъ и другихъ мелкихъ измѣненiй и дополненiй, естественныхъ для всякаго новаго изданiя (новыя опытные данныя, ссылки на новѣйшую литературу и т. п.), мы находимъ въ третьемъ изданiи большое число гораздо болѣе важныхъ измѣненiй и дополненiй. Эти измѣненiя были вызваны быстрымъ развитiемъ электродинамики движущихся тѣлъ въ послѣднiе годы, въ которомъ на ряду съ Einstein'омъ, Minkowski и другими выдающимися физиками большое участие принялъ и авторъ, а также и новыми крупными успѣхами электронной теорiи. Они выразились въ цѣломъ рядѣ новыхъ параграфовъ, включенныхъ въ книгу, и въ подчасъ коренной переработкѣ другихъ параграфовъ и даже главъ. Въ виду чрезвычайной важности вопросовъ, которые подверглись новой обработкѣ и рассмотрѣнiю, какъ, напр., магнетонная теорiя и обобщенный принципъ относительности, представляется, конечно, желательнымъ кратко указать на главныя измѣненiя. Наиболѣе важныя изъ нихъ слѣдующiя.

Въ главѣ о динамикѣ электроновъ заслуживаетъ особое вниманiе § 23, въ которомъ излагается ученiе объ импульсѣ потока энергiи и объ инерцiи ея, которое авторъ обосновываетъ независимо отъ принципа относительности.

Далѣ слѣдуетъ отмѣтить, что изложенная во второмъ изданіи строгая теорія шарообразнаго электрона по R. Hertz'у и A. Sommerfeld'у теперь опущена. Большой интересъ представляютъ §§ 25, 26 и 27, въ которыхъ подробно изложены теоретическія основанія ученія о магнетонахъ, при чемъ особое вниманіе обращено на излученіе такихъ вращающихся системъ электроновъ. Выведенныя въ этихъ параграфахъ соотношенія и послужили затѣмъ основаніемъ для изложенной въ § 31 магнетонной теоріи намагничиванія діаманитныхъ тѣлъ, а также и теорій парамагнитныхъ тѣлъ Langevin'a и ферромагнитныхъ тѣлъ Weiss'a.

Большой переработкѣ подверглась глава объ электродинамикѣ движущихся тѣлъ. Здѣсь при изложеніи взаимоотношенія основныхъ уравненій электродинамики для движущихся тѣлъ, данныхъ E. Cohn'омъ, H. Lorentz'омъ и H. Minkowski авторъ воспользовался результатами своихъ работъ по этому вопросу, помѣщенныхъ въ Rendiconti del circolo matematico del Palermo.

Наконецъ, особый интересъ представляетъ § 51, посвященный изложенію теоріи чрезвычайно важнаго вопроса о „вѣсѣ“ энергіи, находящагося въ тѣсной связи съ вопросомъ о сущности тяготѣнія. Въ этомъ параграфѣ авторъ даетъ краткое понятіе объ обобщенныхъ теоріяхъ относительности—теоріяхъ основныхъ электродинамическихъ уравненій для тѣлъ, движущихся въ полѣ силы тяжести. Abrahamъ рассматриваетъ здѣсь какъ теорію тяготѣнія Einstein'a и автора, отказывающихся отъ постулата постоянства скорости свѣта, такъ и теорію G. Mie и G. Nordström'a, стремящихся сохранить этотъ постулатъ и, такимъ образомъ, оставаться на почвѣ первоначальнаго принципа относительности Einstein'a.

Таковы главныя измѣненія, внесенныя Abraham'омъ въ свою книгу и придающіи ей безусловно новый большой интересъ.

*Н. Панаевскіи.*

## PERSONALIA.

**Полученіе учебныхъ степеней.** Въ Московскомъ Университетѣ получилъ степень магистра физики В. И. Романовъ.

**Назначеніе:** Назначены членами коллегіи научно-техническаго отдѣла В. С. Н. Х. профессоръ физики А. А. Эйхенвальдъ и профессоръ минералогіи Д. Н. Артемьевъ. Избраны: профессоромъ физики Саратовскаго Университета магистръ физики С. А. Богуславскій, профессоромъ физики въ Политехникумъ въ Иваново-Вознесенскѣ К. Н. Шапошниковъ, доцентомъ физики Костромскаго Университета Е. Е. Спротинъ. Назначенъ президентомъ Государственнаго Рентгенологическаго Института въ Петроградѣ профессоръ А. Ф. Иоффе.

**Умерли:** Въ Наугеймѣ заслуженный профессоръ метеорологіи Моск. Университета Э. Е. Лейстъ и профессоръ Петроградскаго Техническаго Института Н. А. Гезехусъ.



Въ Московскомъ Научномъ Издательствѣ (Варварка, д. 26) и въ издательствѣ „Природа“ (Моховая, домъ 24) можно получать слѣдующія изданія Московскаго Научнаго Института и Московскаго Научнаго Издательства:

1) П. Лаазревъ. Исслѣдаванія по ѳонной теоріи возбужденія, часть первая, Москва, ц. 2 руб.

2) Исторія экономической мысли. Подъ редакціей В. Я. Желѣзнова и А. А. Мануилова. Томъ I, вып. первый. (В. Я. Желѣзновъ. Экономическое міровоззрѣніе древнихъ грековъ), ц. 3 руб., и вып. третій (С. Н. Булгаковъ. Основные мотивы философіи хозяйства въ платонизмѣ и раннемъ христіанствѣ. П. Г. Виноградовъ. Экономическія теоріи средневѣковья), ц. 1 руб.

3) Проф. В. М. Хвостовъ. Соціологія, ц. 8 руб.

4) P. Lasareff. Recherches sur la théorie ionique de l'excitation. Moscou. Société des éditions scientifiques. 1918. Prix 10 fr.

5) Архивъ Физическихъ Наукъ, т. I, вып. 1 и 2-й, 1918 г., ц. 10 руб.

6) Успѣхи Физическихъ Наукъ, вып. 1-й, 1918 г., ц. 6 р.

7) Успѣхи Физическихъ Наукъ, вып. 2-й, 1918 г., ц. 6 р.